Magnetische Momente der angeregten $7/2^-$-Zustände in ^{41}K, ^{37}K und ^{37}Ar

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

1971

vorgelegt von

Rainer Michaelsen

aus Kiel

- Dezember 1970 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. R. Lipperheide

Tag der mündlichen Prüfung: 29. 1. 1971

Tag der Promotion:

Magnetische Momente der angeregten $7/2^-$-Zustände in ^{41}K, ^{37}K und ^{37}Ar

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

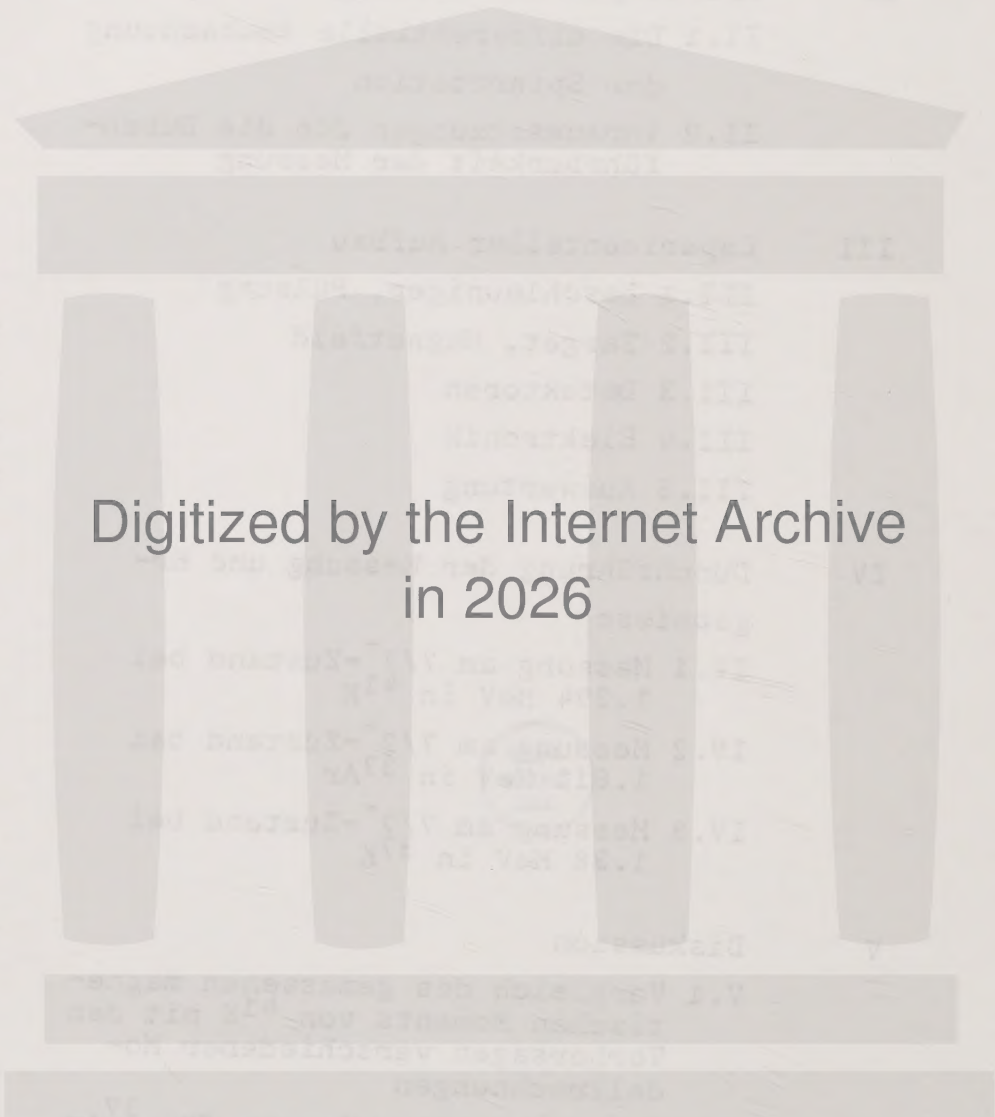
Fachbereich Physik

vorgelegt von

Rainer Michaelsen

aus Kiel

- Dezember 1970 -



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0017

I EINLEITUNG

Magnetische Momente spielten eine bedeutende Rolle in der Frühzeit des Schalenmodells (MayJ 55). Die mehr qualitative Eigenschaft, daß sie grob den Schmidt-Linien (Sch 37) folgen, war eine der stärksten Stützen für die Gültigkeit des Schalenmodells. Für die quantitativen Abweichungen der einzelnen magnetischen Momente von den Schmidt-Werten gab (und gibt) es jedoch keine so einfachen Beziehungen. Mit wachsender Zahl bekannter magnetischer Momente gab es verschiedene Ansätze, einzelne Meßwerte oder Gruppen von Meßwerten mit speziellen Modellannahmen zu erklären, was oft unmotiviert spezielle Konfigurationen erforderte. In dieser Arbeit soll auf zwei Wege Bezug genommen werden, die gemessenen magnetischen Momente ohne detaillierte Modellwellenfunktionen mit theoretischen Vorhersagen zu verknüpfen.

Einen Zugang, die Diskrepanz zwischen den experimentell festgestellten Eigenschaften der Kerne und dem Modell zu verringern, bietet die Einführung effektiver Operatoren, bei der versucht wird, durch Anpassung weniger Parameter an die experimentellen Daten die im grundsätzlichen zu grobe Modellvorstellung wettzumachen.

Für die Meßgrößen, wie etwa Niveau-Energien, führt ein solches Verfahren oft zu sehr schönen Ergebnissen; dennoch ergeben auch solche Wellenfunktionen, die die Niveauschemata richtig beschreiben, oft drastisch falsche magnetische Momente, weil magnetische Momente im jj-Kopplungsschema sehr empfindlich auf Beimischungen anderer Konfigurationen sind.
Für die $f_{7/2}$-Schale, die nach oben und unten gut abgeschlossen ist, darf jedoch vermutet werden, daß die Zustände reinere j^n-Konfigurationen sind als in anderen Schalen.
Daher sollte es hier möglich sein, mit der Einführung

effektiver Operatoren für die Einteilchenmomente bzw. durch Renormalisierung der Einteilchenmomente zu brauchbaren Ergebnissen zu kommen. Ein Ansatz von McCullen et al. (McCB 64) führt in der Tat zu guter Übereinstimmung vieler berechneter und gemessener Werte im Gebiet der $f_{7/2}$-Schale. In der vorliegenden Arbeit werden drei weitere Momente in dieser Kernregion bestimmt. Es wird sich zeigen, daß sich die Meßwerte recht gut in das Modellbild von McCullen et al. einpassen.

Ein anderer Zugang, trotz der geschilderten Diskrepanzen zu guter Konsistenz von Theorie und Experiment zu kommen, ist die Bildung von Größen, in denen sich die Diskrepanzen gerade wegheben. Ein solcher Weg ist mit der Betrachtung von Spiegelzuständen schon sehr früh begangen worden (Sac 46, Sac 53): Nach dem Spiegeltheorem von Sachs (vgl. Abschnitt V.3), das auf sehr allgemeinen Voraussetzungen beruht, sollte die Summe der magnetischen Momente eines Spiegelpaares weitgehend modellunabhängig sein, sollten berechnete und experimentelle Werte für die Summe also gut übereinstimmen, während die Differenz gerade die modellspezifischen Anteile enthält. Für bislang bekannte Spiegelpaare (und selbstkonjugierte Zustände) im Gebiet der leichten Kerne unterhalb der $f_{7/2}$-Schale ist dieses Theorem gut bestätigt (BleH 69 a), und in neueren Arbeiten (Sug 69, LeoR 68) wendet sich das Interesse besonders den geringen Abweichungen von der Regel zu, um daraus Folgerungen für die Theorie zu gewinnen.
In dieser Arbeit wird mit den magnetischen Momenten der angeregten $7/2^-$-Zustände in ^{37}Ar und ^{37}K das erste Spiegelpaar der $f_{7/2}$-Schale vorgestellt.

II. GRUNDLAGEN DER MESSUNG

II.1 Die differentielle Beobachtung der Spinrotation

Die für diese Arbeit verwendete Methode zur Bestimmung magnetischer Momente, die als "differentielle Beobachtung der Spinrotation" oder DDCA (differential-delay-constant-angle)-Methode Eingang in die Literatur (AldS 64) gefunden hat, sei hier im Abriß dargestellt:

Die Winkelverteilung $W(\Theta)$ für die γ-Emission eines Systems (ausgerichteter) angeregter Kerne wird beschrieben durch die Funktion

$$(1) \quad W(\Theta) = 1 + \sum_{k \text{ gerade}} A_k(x)\, A_k(\gamma)\, P_k(\cos(\Theta-\Theta_o))$$

Die Symmetrieachse Θ_o der Winkelverteilung ist bei einer Kernreaktion durch die Richtung des Teilchenstrahls bestimmt, Θ gibt die Richtung der emittierten γ-Quanten an, die P_k bezeichnen Legendre Polynome und die Koeffizienten $A_k(\gamma)$ sind Konstanten, die sich aus der Multipolordnung des γ-Übergangs und aus den Spins des Anfangs- und des Endzustandes berechnen. Das maximale k, für das $A_k(\gamma)$ nicht verschwindet, ist durch den Spin I des zerfallenden Zustandes und die Multipolarität L des Übergangs vorgegeben:

$$A_k(\gamma) = 0 \qquad \text{für } k > 2\,I \text{ und für } k > 2\,L$$

In den Koeffizienten $A_k(x)$ ist die Vorgeschichte der zerfallenden Niveaus zusammengefaßt; sie beschreiben die Ausrichtung des zerfallenden Systems und sind in der Regel nur soweit bekannt, als sie für $k > 2\,I$ von vornherein Null sind. Desgleichen beschränken die Multipolaritäten L_x der Übergänge auf dem Wege zum betrachteten Niveau und die Spins I_x der Zwischenzustände die maximale

Ordnung nicht verschwindender Koeffizienten:

$$A_k(x) = 0 \qquad \text{für } k > 2I_x \text{ und für } k > 2L_x.$$

Geht die Reaktion über verschiedene Kanäle, so wird die Überlagerung der Einzelanteile in der Regel eine Schwächung des Ausrichtungsgrads bewirken.

Aus den Beschränkungen geht direkt hervor, daß das Produkt $A_k(x)\ A_k(y)$ in jedem Falle Null sein wird und somit Isotropie gegeben ist, wenn das zerfallende Niveau (oder ein Niveau auf dem Wege dorthin) den Spin I = 0 oder I = 1/2 hat, das heißt keine ausgezeichnete Richtung kennt.
Magnetische Momente von Kernen mit Spin 1/2 können mit dieser Methode also nicht gemessen werden. Befindet sich das System angeregter Kernzustände in einem äußeren Magnetfeld, so wird die Winkelverteilung gestört: Für ein zeitlich konstantes homogenes Feld B senkrecht zur Strahlrichtung bewirkt die Larmorpräzession des zur Zeit t = 0 ausgerichteten Kernspinsystems eine Drehung der Symmetrieachse Θ_o innerhalb der Ebene senkrecht zu B mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega_L(B)$, und man erhält

$$(2) \qquad \Theta_o \longrightarrow \omega_L(B) \cdot t + \overline{\Theta_o}$$

Die Larmorfrequenz ω_L ergibt sich aus der Feldstärke B, aus Spin I und magnetischem Moment μ des Kerns zu

$$(3) \qquad \omega_L = -\frac{1}{\hbar}\, g\, B\, \mu_K \qquad \text{mit} \quad g = \frac{\mu}{I}$$

Die Konstante μ_K ist dabei das Kernmagneton, der Faktor g wird als gyromagnetisches Verhältnis oder schlicht g-Faktor bezeichnet.
Bei der Methode der differentiellen Beobachtung der Spinrotation beobachtet ein in der Ebene senkrecht zu B

unter festem Winkel Θ zur Strahlrichtung Θ_o befindlicher Detektor den zeitlichen Verlauf der γ-Intensität. Wenn die Kerne mit der Lebensdauer τ zerfallen, bringt die Drehung der Symmetrieachse am Ort des Detektors eine Intensitätsmodulation mit sich.

$$(4a) \quad J(t) = N\, e^{-t/\tau}\{1+ \sum_k A_k(x)A_k(\gamma)\, P_k(\cos(\Theta-\omega_L t))\}$$

Bei den für diese Arbeit gemessenen Spektren wurden keine höheren Glieder als $k = 2$ beobachtet. Damit vereinfacht sich Gleichung (4a) zu

$$(4b) \quad J(t) = N\, e^{-t/\tau}\{1+A_2(x)A_2(\gamma)\, \cos 2(\Theta-\omega_L t)\}$$

Bildet man aus zwei Messungen unter den Winkeln Θ und $\Theta + 90^\circ$ das Doppelverhältnis

$$(5a) \quad R(t) = \frac{J(t,\Theta) - J(t,\Theta+90^\circ)}{J(t,\Theta) + J(t,\Theta+90^\circ)}$$

so kann man aus der Modulation

$$(5b) \quad R(t) = A \cos 2(\Theta-\omega_L t)$$

die Larmorfrequenz bzw. den g-Faktor bestimmen.
Die Anisotropie $|2A|$ ist dabei

$$(5c) \quad |2A| = \frac{6A_2(x)\, A_2(\gamma)}{4+A_2(x)A_2(\gamma)}$$

II.2 Voraussetzungen für Durchführbarkeit der Messung

Das oben beschriebene Experiment - Erzeugung eines Systems angeregter Kerne zu einer Zeit $t = 0$ und Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der Zerfalls-γ-Intensität - stellt eine Idealisierung dar. Unter gewissen, noch näher

auszuführenden Voraussetzungen ist das reale Experiment jedoch dem oben beschriebenen völlig analog.

A) Die Erzeugung des Systems angeregter Kerne wird nicht zu einer infinitesimal kurzen Zeit erfolgen, sondern zum Beispiel durch einen Teilchenstrahl bestimmter zeitlicher Breite δT_{Puls}. Der Intensitätsverlauf von Gleichung (4) ist mit diesem Strahlprofil zu falten; liegt δT_{Puls} in der Größenordnung der Modulationsperiode $T_M = \frac{2\pi}{2\omega_L}$, so erhält man eine Verringerung oder völlige Auslöschung der gemessenen Anisotropie. Voraussetzung für Gültigkeit der Gleichungen (5a,b,c) ist demnach

(6a) Strahlbreite $\delta T_{Puls} << T_M$

Die gleiche Voraussetzung gilt für die Zeitauflösung der Meßapparatur.

B) Es wird in der Regel nicht möglich sein, bei einem einmaligen Strahlimpuls so viele Zerfalls-γ-Quanten zu erzeugen bzw. zu messen, daß der Intensitätsverlauf mit ausreichender Statistik bestimmt werden kann. Bei Messungen im Bereich 1 ns bis einige µs wird es schon aus meßtechnischen Gründen erforderlich sein, im Mittel weniger als ein Ereignis pro Strahlimpuls zu verarbeiten. Deshalb wiederholt man die Strahlimpulse periodisch mit einer Wiederholzeit T_o und summiert die Ergebnisse auf. Zur eindeutigen Zuordnung von Ereignis zu auslösendem Strahlimpuls ist deshalb zu fordern, daß die Wiederholzeit größer ist als einige Lebensdauern des zerfallenden Niveaus;

(6b) Wiederholzeit $T_o >> \tau$

Für $T_o < \tau$ kann die Methode der stroboskopischen Beobachtung der Larmorpräzession benutzt werden (ChrM 70).

C) Die Lebensdauer des zerfallenden Niveaus muß ausreichend lang sein, damit nicht schon vor Ende einer Modulationsperiode T_M praktisch keine Zerfalls-γ-Quanten mehr nachzuweisen sind. Optimale Verhältnisse liegen vor, wenn $\tau > T_M$ gilt; als Mindestanforderung gilt:

(6c) Modulationsperiode $T_M \gtrsim \tau$.

Für den Fall $T_M >> \tau$ ($\pi >> \omega_L t$) ist die Methode der differentiellen Beobachtung nicht mehr anwendbar. In diesem Fall kann man mit der sogenannten "integralen" Methode (siehe etwa AldS 64) nur das Produkt $\omega_L \tau$ bestimmen.

D) Bei den Kernreaktionen entstehen auch Neutronen, die je nach Energie unterschiedliche Geschwindigkeit haben, in jedem Fall aber später als die prompten γ-Quanten am Detektor eintreffen. Neutronen können so die Zeitspektren im Bereich kleiner Zeiten verzerren. Werden die Neutronenflugzeiten länger als einige Lebensdauern des γ-Zerfalls, so ist eine saubere Messung nicht mehr möglich. Um den gestörten Bereich nicht unnötig lang zu machen, muß daher die Entfernung Target - Detektor so kurz sein wie geometrisch möglich. Wegen der hohen Neutronenproduktion sind (d,n)-Reaktionen ungünstiger als etwa (p,n)-Reaktionen.

III EXPERIMENTELLER AUFBAU

III.1 Beschleuniger, Pulsung

Für die Messungen stand der 5.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung zur Verfügung. Bei diesem Beschleuniger wird der aus der Ionenquelle austretende Strahl im Terminal von den Teilchen falscher spezifischer Ladung getrennt und in Impulse von etwa 6 ns Dauer (siehe Bild 1) mit einer Wiederholzeit von T_o = 1 µs zerhackt. Nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke und des die Strahlenergie definierenden 90°-Ablenkmagneten wird der Strahl durch ein System von Blenden und Quadrupollinsen auf das Target fokussiert. Der Durchmesser des Brennflecks betrug bei allen Messungen weniger als 1 mm, der Targetstrom wurde meist auf einige 10 nA beschränkt, da die Zählrate sonst zu hoch gewesen wäre.

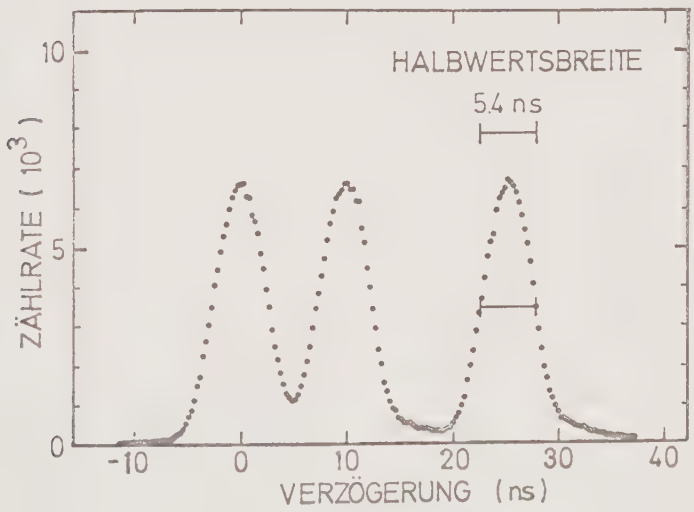


Bild 1: Überlagerung dreier, zeitlich gegeneinander verschobener Zeitlinien prompter γ-Strahlung zur Demonstration der Zeitauflösung der Anordnung.

Die den Strahl charakterisierenden Größen δT_{Puls} und T_o genügen den in Abschnitt II geforderten Bedingungen (Tabelle 1). Im Falle von ^{37}Ar wird jedoch die Bedingung $T_M >> \tau$ nicht mehr ausreichend erfüllt, so daß die Messung hier sehr stark von Untergrundschwankungen abhängen kann.

Tabelle 1: Charakteristische Strahldaten im Vergleich mit den Meßgrößen $T_{1/2}$ und T_M

Kern	Halbwertszeit $T_{1/2}$	Modulationsperiode T_M bei ≈ 40 kG ($g=g_{Schmidt}$)	Pulslänge δT_{Puls}	Pulswiederholzeit T_o
^{41}K	6.7 ns	10 ns	6 ns	1000 ns
^{37}Ar	5.2 ns	30 ns		
^{37}K	9.6 ns	10 ns		

III.2 Target, Magnetfeld

Es wurden verschiedene Targetkonstruktionen verwendet, die bei den Einzelmessungen (Teil IV) näher ausgeführt sind. Die Targets befanden sich im Feld eines Magneten[+], der je nach Polschuhform und -abstand Felder bis zu 45 kG ermöglichte.

Die Eichung des Magneten erfolgte in einigen Fällen mit einer Hall-sonde[++]. In allen Fällen war eine direkte Eichung in kG nicht nötig, da gleichzeitig die Spinrotation des wohlbekannten $5/2^+$-Niveaus von ^{19}F (198 keV) gemessen wurde (BleH 69c). Durch Vergleich der Larmorfrequenz dieses Niveaus mit der eines neu zu vermessenden Niveaus bestimmt sich der g-Faktor direkt zu

$$(7)\quad g(\text{neu}) = g(^{19}F) \cdot \frac{\omega_L(\text{neu})}{\omega_L(^{19}F)} = 1.442 \cdot \frac{T_M(^{19}F)}{T_M(\text{neu})}$$

Durch Vergleich der Drehrichtungen der entsprechenden Winkelverteilungen konnte auch das Vorzeichen des neu bestimmten g-Faktors eindeutig festgelegt werden (siehe auch Abschnitt III,3).

+) Typ B-E10C8, Fa. Bruker, Karlsruhe

++) Fa. Bell Inc., USA

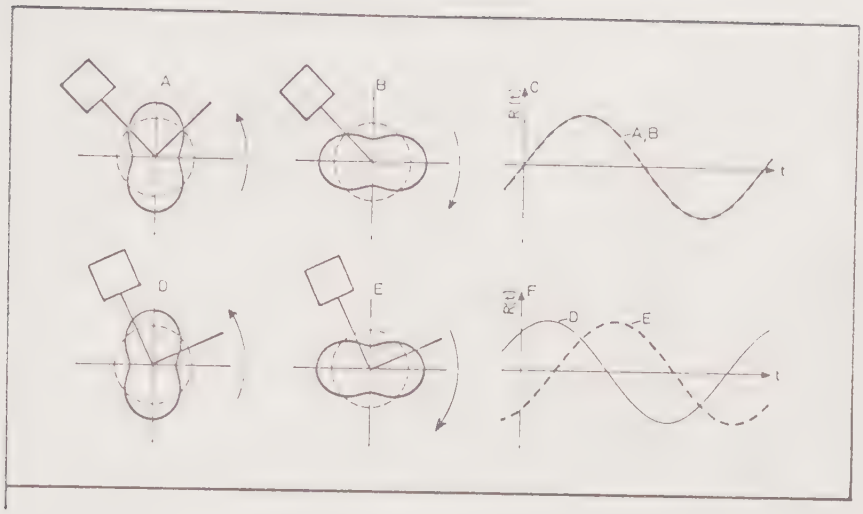


Bild 2: Zur Bestimmung des Vorzeichens des g-Faktors aus der Phase der Modulation bei t = 0, siehe Abschnitt III.2

III.3 Detektoren

Als Detektoren für die Zerfalls-γ-Quanten dienten (1 1/2" · 1 1/2" Ø)-NaJ(Tl)-Szintillationskristalle, die mit Lichtleitern auf Photomultipliern des Typs 56 DVP befestigt waren. Die Positionen der Detektoren waren symmetrisch unter + 45° und - 45° zur Strahlrichtung oder asymmetrisch, etwa unter - 20° und + 70°. Die symmetrische Anordnung hat den Vorteil, daß etwaige Störungen durch verzögerte Neutronen bei beiden Stellungen gleich stark sind und sich so bei der Bildung der Doppelverhältnisse bis auf eine Amplitudendämpfung herausmitteln. Sie hat aber den Nachteil, daß das Vorzeichen des gemessenen g-Faktors nicht eindeutig festgelegt werden kann, weil die Phase der Modulationsspektren (Bild 2 A,B,C) für sign(A), sign(g) = + 1 und sign(A), sign(g) = - 1 gleich ist. Dagegen kann bei der asymmetrischen Stellung sowohl sign(A) als auch sign(g) festgestellt werden (Bild 2 D,E,F).

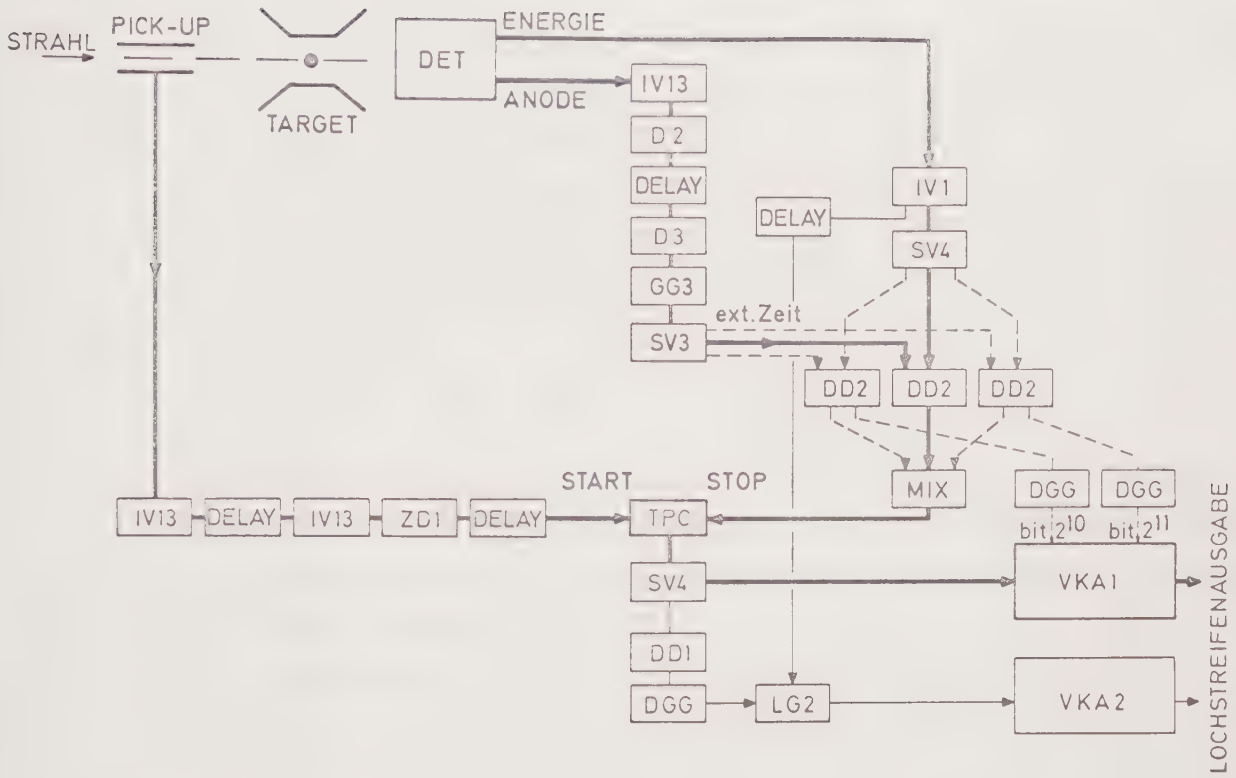


Bild 3: Blockschaltbild der verwendeten Meßelektronik für einen Detektor. Unwichtige Signalverteiler und Verzögerungsleitungen sind weggelassen, ebenso eine zusätzliche Koinzidenz vor den Rout-Eingängen von VKA 1. Mit Ausnahme der Vielkanalanalysatoren sind alle Geräte Eigenentwicklungen der Abteilung Elektronik des HMI.

IV13	schneller Verstärker
IV 1	Verstärker
D2,D3	Diskriminator
DD2,DD1	Differentialdiskriminator
DGG	digitale Verzögerung und Impulsformer
GG	Impulsformer
SV 3	schneller Signalverteiler
SV 4	Signalverteiler
MIX	Impulsmischer
LG 2	Lineares Tor
ZD 1	Nulldurchgangsdiskriminator
DELAY	Verzögerungskabel

III.4 Elektronik

Vom Multiplier werden im Meßkopf zwei Signale abgenommen (vgl. Bild 3): "ENERGIE", ein aufintegriertes, der Energie der γ-Quanten proportionales Signal, und "ANODE", ein schnelles direktes Signal für die Zeitinformation. Die Energiesignale werden verstärkt (IV1) und auf einen Differentialdiskriminator (DD2) gegeben, der nur für das jeweils eingestellte Energiefenster Ausgangssignale auf den Stop des Zeit-Impulshöhen-Wandlers (TPC) gibt. Der Zeitpunkt dieser Ausgangssignale wird durch die verstärkten (IV13) und geformten (D2,...,GG3) Zeitsignale vorgegeben. Das Start-Signal für den TPC kommt von einem Influenzröhrchen (PICK-UP), das den Durchflugszeitpunkt der Strahlimpulse feststellt.
Die Impulshöhen, die der TPC liefert, werden in einem Vielkanalanalysator (VKA1) gemessen und gespeichert. Für den Fall, daß Zeitspektren nicht nur für einen Energiebereich aufgenommen werden sollen, sondern gleichzeitig für drei, werden dem DD2 noch zwei weitere parallelgeschaltet (gestrichelte Linie), und die Ausgangssignale werden in einem Mixer zusammengeführt. Im Vielkanal werden die Spektren dann durch Setzen von Zusatzbits wieder getrennt.

Die Energiespektren verzögerter γ-Quanten werden auf einem weiteren Vielkanal (VKA2) gemessen. Die Signale gehen durch ein Lineares Tor (LG), das nur dann geöffnet wird, wenn die Verzögerung des entsprechenden Ereignisses innerhalb des vom Differentialdiskriminator (DD1) bestimmten Zeitfensters liegt.

III.5 Auswertung

Die gemessenen Spektren wurden mit einem von Herrn Dr. Winkler (Sektor Mathematik) und Herrn Bleck (Ble 67) entwickelten Programm auf der Rechenanlage S 2002 des Sektors Mathematik im Hahn-Meitner-Institut ausgewertet. Aus den Einzelspektren I(t) wurde jeweils nach Abzug eines zeitlich konstanten Untergrundes das Modulationsspektrum R(t) nach Gleichung (5) gebildet, in das nach der Methode der kleinesten Fehlerquadrate die Funktion

$$F(t) = H + A \cos(\omega_M t - \phi) \qquad (8)$$

eingepaßt wurde. Freie Parameter waren die Modulationsamplitude A, die Modulationsfrequenz $2\omega_L = \omega_M = \frac{2\pi}{T_M}$, die Konstante H und die Phase ϕ. Obwohl die Phase eigentlich durch den Winkel θ zwischen der Strahlrichtung und der Achse Target - Detektor zu $\phi = 2\theta$ vorgegeben ist, wurde sie als freier Parameter behandelt, um systematische Fehler zu vermeiden, die etwa durch ungenaue Detektorstellung oder ungenaue Kenntnis der Strahlrichtung entstehen können. Auch die Strahlbreite δT_{Puls} bewirkt bei kurzen Lebensdauern eine Phasenverschiebung. Die Anpassung der Phasen erlaubte die Messung der Vorzeichen (Ausnahme $\theta = \pm 45^\circ$) und gab zusätzliche Kriterien für die Güte der Anpassung bzw. Hinweise auf eventuelle systematische Fehler.

Durch ähnliche Anpassungen wurden aus den Summenspektren $I(\theta,t) + I(\theta + 90^\circ,t)$, die Halbwertszeiten der Zerfälle bestimmt. Auch die Bilder der Spektren in dieser Arbeit wurden mithilfe der S 2002 automatisch gezeichnet.

IV DURCHFÜHRUNG DER MESSUNG UND ERGEBNISSE

IV.1 Messung am $7/2^-$ Zustand bei 1.294 MeV in ^{41}K

Das Isotop ^{41}K ist zu 6.88 % im natürlichen Gemisch enthalten. Damit bietet sich an, das angeregte $7/2^-$-Niveau über (p,p')-Anregung zu bevölkern; Voraussetzung ist ein angereichertes Target. Ferner ist das Niveau an unserem Beschleuniger durch eine Reihe von Reaktionen zu erreichen (Tabelle 2).
Von den Reaktionen mit Protoneneinbau in ^{40}Ar scheidet wegen des zu kleinen Wirkungsquerschnittes (p,γ) von vornherein aus, (^3He,d) ist wegen des hohen Coulombwalles ebenso ungünstig.

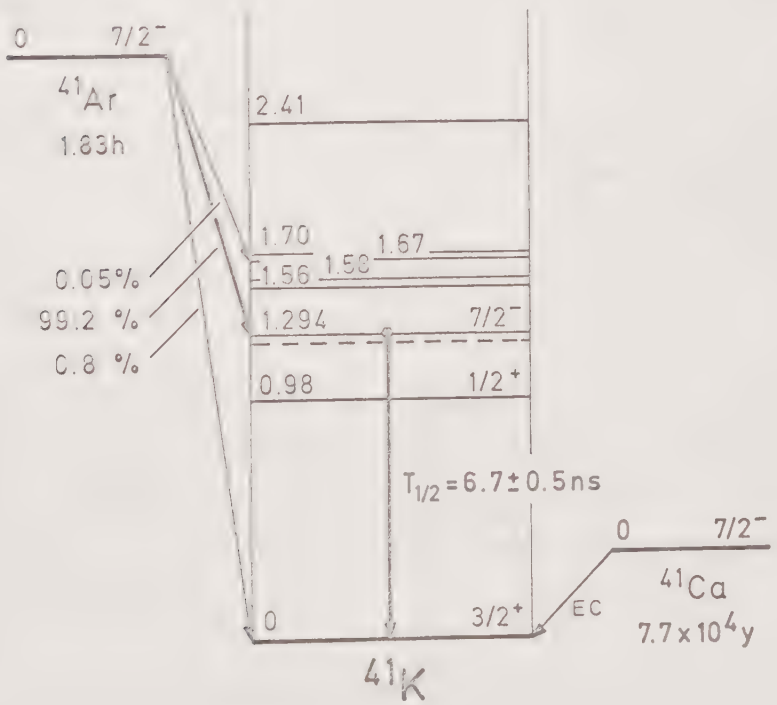


Bild 4: Niveauschema von ^{41}K

Die Daten stammen aus ref. (EndL 67), mit Ausnahme des gestrichelt gezeichneten 1.27 Niveaus, das nur in der Reaktion $^{42}Ca(d,^3He)$ gesehen wurde (ref Ynt 66).

Tabelle 2: Am 5.5 MV-van-de-Graaff-Beschleuniger mögliche Reaktionen zum Endkern ^{41}K

Reaktion	Q-Wert (MeV)	Isotopenhäufigkeit des Targetkerns	Bemerkungen
$^{41}K(p,p')$	-	6.88 %	-
$^{40}Ar(p,\gamma)$	7.803		geringer Wirkungsquerschnitt
(d,n)	5.579	99.6 %	zu viel Neutronenerzeugung
(^{3}He,d)	2.310		geringer Wirkungsquerschnitt
$^{44}Ca(p,\alpha)$	-1.043	2 %	geringer Wirkungsquerschnitt,
$^{43}Ca(d,\alpha)$	7.868	0.15 %	Targetisotop zu selten

Dasselbe gilt auch für die Reaktionen $^{44}Ca(p,\alpha)$ und $^{43}Ca(d,\alpha)$,wobei bei letzteren zusätzliche Probleme bei der Beschaffung der (teuren) angereicherten Targets hinzukämen. So bleibt von den Reaktionen eigentlich nur $^{40}Ar(d,n)$ übrig.

Angeregte ^{41}K-Niveaus werden auch durch den β^+-Zerfall des 1.83 h lebenden ^{41}Ar erreicht (siehe Bild 4), jedoch geht der Zerfall zu 99.2 % direkt in den $7/2^-$-Zustand (log ft = 5.0),und das mit 0.05 % nur schwach bevölkerte 1.67 MeV zerfällt direkt in den Grundzustand, so daß keine γ-γ Kaskade zur Messung der Winkelkorrelation existiert.

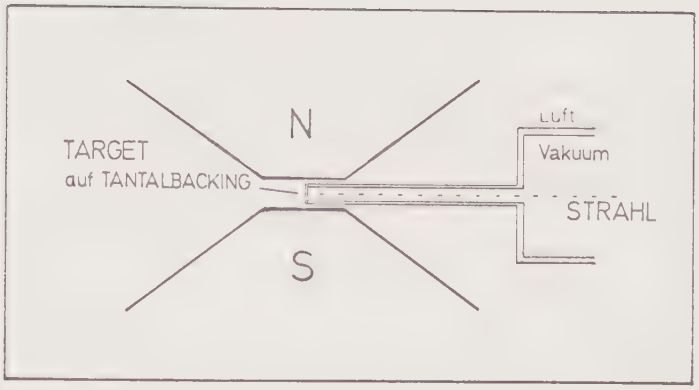


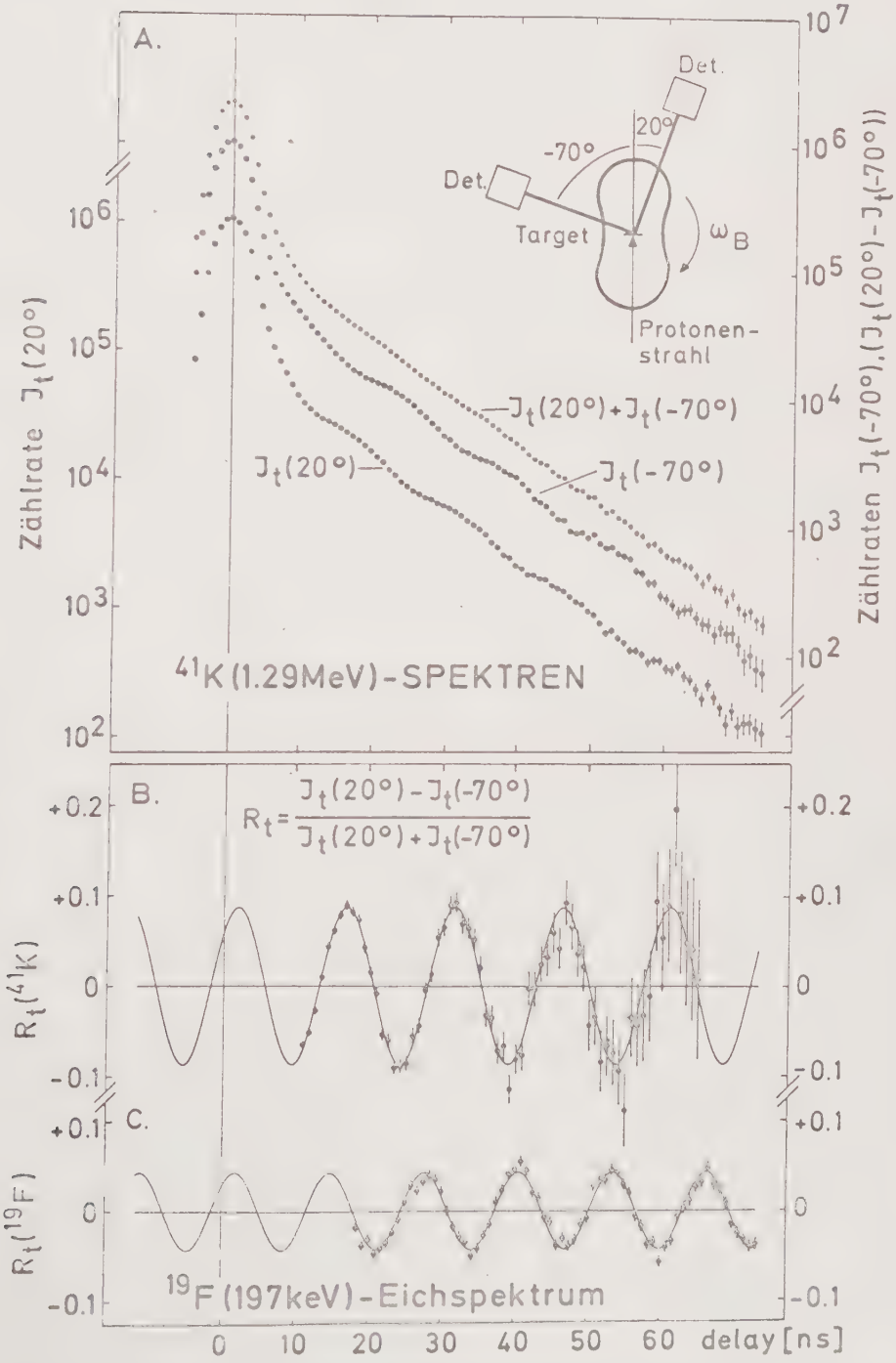
Bild 5: Strahlrohrende-, Target- und Polschuhanordnung bei der Messung des g-Faktors des 7/2$^-$-Niveaus von ^{41}K

Für die Messung wurde die (p,p')-Anregung gewählt. Das Target, eine etwa 200 µg/cm^2 dicke, auf Tantal aufgedampfte Schicht KJ (angereichertes ^{41}K), war auf das Ende des Strahlrohrs geklebt, das sich zwischen den Polschuhen des Magneten (siehe Bild 5) in einem Feld von 34 kG befand.
Die Einschußenergie der Protonen betrug 5.3 MeV. Zwei Detektoren beobachteten unter jeweils 20° und 70° zur Strahlrichtung den Zerfall des 1.29 MeV-Niveaus. Anschließend wurden das KJ-Target durch ein CaF_2-Target ersetzt und die gleichen Messungen für den Zerfall des 198 keV-Niveaus in ^{19}F durchgeführt.

Bild 6: Spinrotationsspektren für das $7/2^-$-Niveau bei 1.29 MeV in ^{41}K für einen Detektor

A) Originalspektren $I_t(20^\circ)$ und $I_t(-70^\circ)$ und Summenspektrum; konstanter Untergrund ist abgezogen.

B),C) Modulationsspektrum $R_t(^{41}K)$ und analog gebildetes Modulationsspektrum $R_t(^{19}F)$ zur Bestimmung des Verhältnisses der g-Faktoren. Die eingezeichneten Kurven stellen Anpassungen der Funktion $R_t = A\cos(\omega t - \phi)$ an die Meßwerte dar.



In Bild 6 sind die gemessenen Spektren für einen Detektor dargestellt. Aus den Originalspektren $I_t(20^o)$ und $I_t(-70^o)$ wurden das Summenspektrum $I_t(20^o) + I_t(-70^o)$ und das Modulationsspektrum (Bild 6 B) gebildet.

In gleicher Weise entstand das Modulationsspektrum $R_t(^{19}F)$ (Bild 6 C).

Das Ergebnis der Messung, gemittelt aus den Einzelwerten der Anpassungen für beide Detektoren, ist in Tabelle 3 zusammengestellt. Für das magnetische Moment gibt es in der Literatur keine Vergleichszahlen, die Halbwertszeit kommt in dieser Arbeit etwas höher heraus, als in der Literatur angegeben.

Tabelle 3:

Ergebnisse für das $7/2^-$-Niveau bei 1.29 MeV in ^{41}K		
	Diese Arbeit	Literaturwerte
	$g = +1.26 \pm 0.015$	
bzw.	$\mu = +4.41 \pm 0.05$ n.m.	
	$T_{1/2} = 7.3 \pm 0.2$ ns	$T_{1/2} = 6.7 \pm 0.5$ ns (Ell 52)
bzw.	$\tau = 10.5 \pm 0.3$ ns	$T_{1/2} = 6.7 \pm 0.1$ ns (PatM 69)

IV.2 Messung am $7/2^-$ Zustand bei 1.611 MeV in ^{37}Ar

Das Isotop ^{37}Ar ist instabil, so daß die angeregten Niveaus nicht über Anregung erreicht werden können. Auch nach β^+-Zerfall des 1.23 s lebenden Nuklids ^{37}K und nach Neutroneneinfang in ^{36}Ar wird das $7/2^-$-Niveau nicht bevölkert. Für die Untersuchung dieses Niveaus ist man deshalb auf Kernreaktionen angewiesen. Die an unserem Beschleuniger möglichen Reaktionen sind in Tabelle 4 aufgelistet.

Tabelle 4: Am 5.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger mögliche Reaktionen zum Endkern ^{37}Ar

Reaktion	Q-Wert (MeV)	Isotopenhäufigkeit des Targetkerns	Bemerkungen
$^{37}Cl(p,n)$	-1.596	24.5 %	hohes Feld möglich
$^{37}Cl(^3He,t)$	-0.833	24.5 %	geringer Wirkungsquerschnitt
$^{35}Cl(^3He,p)$	9.578	75.5 %	
$^{39}K(d,\alpha)$	7.859	93.1 %	zu viele Neutronen
$^{36}Ar(d,p)$	6.566	0.34 % (Gas)	zu viele Neutronen
$^{38}Ar(^3He,\alpha)$	8.739	0.06 % (Gas)	zu geringer Wirkungsquerschnitt

Die kurze Lebensdauer und der - erwartete - kleine g-Faktor des $7/2^-$-Niveaus ($g_{Schmidt} = -0.55$) machen die Messung außerordentlich schwierig: bei 40 kG würde sich eine halbe Larmorperiode, das heißt eine volle Sinus-

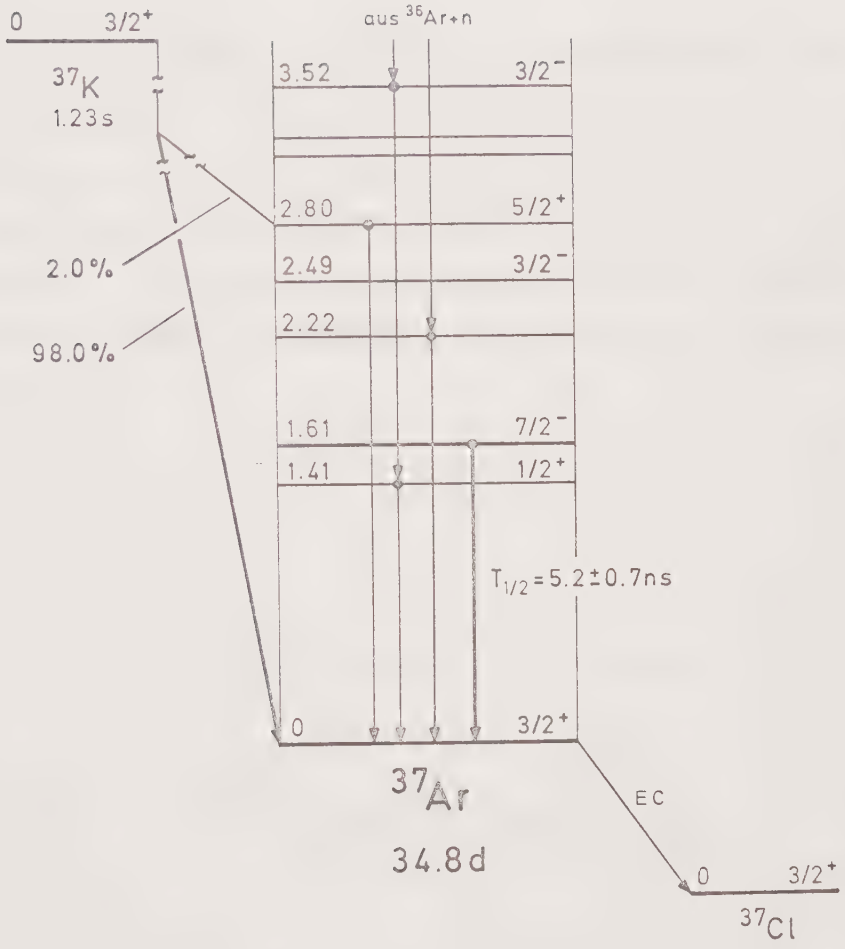


Bild 7: Niveauschema von ^{37}Ar nach Endt und van der Leun (EndL 67)

periode der Modulation, etwa über sechs Halbwertszeiten erstrecken. Bedingungen für eine genaue Messung sind daher möglichst hohes Feld, wenig Störung im Zeitspektrum durch Neutronen oder Untergrund.

Die erste dieser Forderungen läßt sich bei einem festen Target (Bild 8) leichter erfüllen als bei einem Gastarget, da der Polschuhabstand bei einem festen Target nur wenig größer sein muß als der Strahldurchmesser; die zweite Forderung läßt die d-induzierten und zum Teil auch die ^{3}He-induzierten Reaktionen als ungünstig erscheinen. Damit verbleibt als bevorzugte Reaktion ^{37}Cl(p,n).

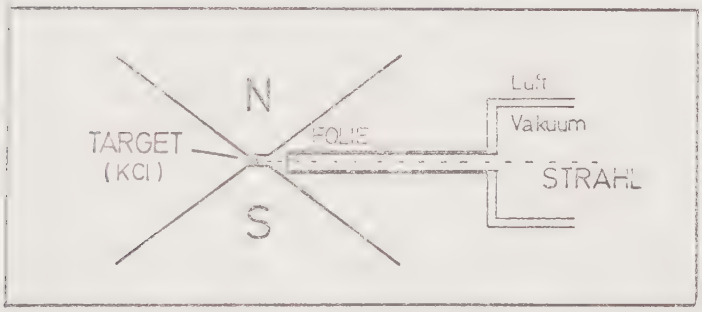


Bild 8: Targetanordnung für die Reaktion ^{37}Cl(p,n)^{37}Ar

Im Zuge der Untersuchung des analogen $7/2^-$-Niveaus in ^{37}K fielen parallel zu der Reaktion ^{36}Ar(d,n)^{37}K (vgl. Abschnitt IV.3) auch Spektren aus der Reaktion ^{36}Ar(d,p)^{37}Ar an. Die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den Werten aus der (p,n)-Reaktion, lieferten jedoch in der Mittelbildung wegen der größeren Unsicher-

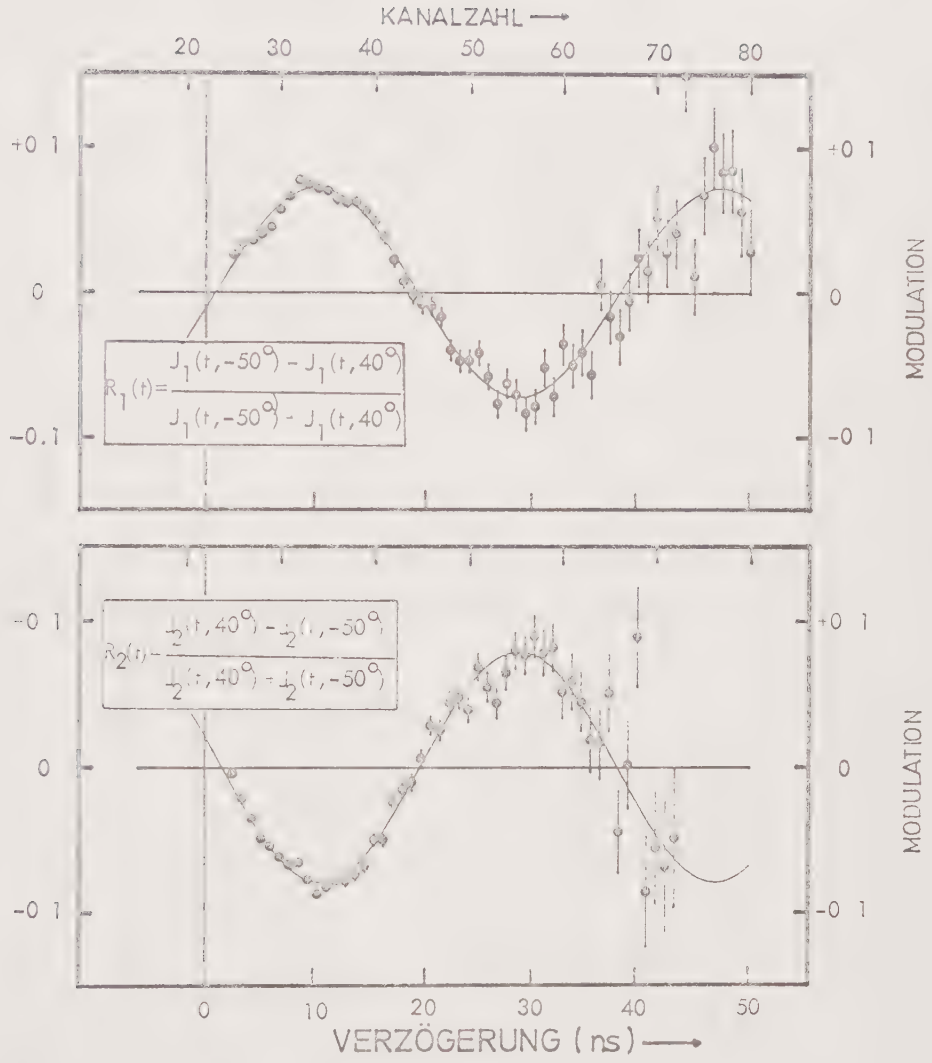


Bild 9: Modulationsspektren R(t) für das $7/2^-$-Niveau in ^{37}Ar bei einem externen Feld von etwa 47 kG

Oberes Bild: Detektor 1, Stellung unter - 50° bzw. 40° zur Einschußrichtung
Unteres Bild: Detektor 2, Stellung unter 40° bzw. - 50° zur Einschußrichtung
Die eingezeichneten Kurven stellen jeweils eine Anpassung der Funktion $A\cos(\omega t-\phi)$ an die Meßwerte dar.

Tabelle 5: Zusammenstellung der Einzelergebnisse der Messungen am 1.61 MeV-Niveau in ^{37}Ar

Datum	Reaktion	Winkel	Feld	Einzelergebnisse $T_{1/2}$	Einzelergebnisse g-Faktor	Bemerkungen
10.9.67	$^{37}Cl(p,n)$	$+45^{\circ}/-45^{\circ}$	25 kG 39 kG	4.7(2) ns	g = ±0.4(1)	nur Andeutung einer Modulation schlechte Statistik
12.9.67	$^{37}Cl(p,n)$	$+45^{\circ}/-45^{\circ}$	41 kG	5.2(4) ns	g = ±0.4(1)	abhängig von Auswertebereich etwa 3/4 Sinus
6.4.68	$^{37}Cl(p,n)$	$+20^{\circ}/-70^{\circ}$	35.4 kG	4.6(2) ns	g = -0.39(2) g = -0.39(4) g = -0.35(4)	saubere Spektren; fast voller Sinus, letztes Viertel untergrundabhängig
11.5.68	$^{37}Cl(p,n)$	$+20^{\circ}/-70^{\circ}$	45.5 kG	4.7(2) ns	g = -0.360(15) g = -0.385(20)	saubere Spektren
14.9.68	$^{37}Cl(p,n)$	$+40^{\circ}/-50^{\circ}$	46.6 kG	4.4(2) ns	g = ±0.365(15) g = ±0.380(20)	saubere Spektren siehe Bild 9
28.10.68	$^{36}Ar(d,p)$	$+135^{\circ}/-135^{\circ}$			g = ±0.36(6)	schlechte Statistik geringe Anisotropie

heiten durch schlechtere Statistik, eventuelle systematische Störungen und kleineres externes Feld keinen merklichen Beitrag zum Gesamtergebnis.

Die Messungen wurden in fünf verschiedenen auf über ein Jahr verteilten Zeiträumen mit unterschiedlichen äußeren Feldern und unterschiedlichen Detektorstellungen durchgeführt. Die Einzelergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengefaßt. Die Fehlerbreiten stammen dabei hauptsächlich von der Unsicherheit im Abzug des Untergrundes und von den Schwankungen bei unterschiedlicher Wahl des Anfangskanals für die Anpassungen. In Bild 9 sind zwei Einzelergebnisse für eine Meßzeit dargestellt.

Als Mittelwert aus den Einzelergebnissen ergibt sich ein g-Faktor von - 0.375 $\pm$ 0.015; das Vorzeichen ist eindeutig festgelegt. Der Mittelwert für die Halbwertszeit (Bild 10) $T_{1/2}$ = 4.6 $\pm$ 0.2 ns, ist etwas tiefer als der Literaturwert $T_{1/2}$ = 5.15 $\pm$ 0.70 ns (GooK 67), liegt aber noch etwas innerhalb seiner Fehlerbreite. Die in dieser Arbeit gemessenen Werte für g und $T_{1/2}$ werden durch neuere, nach Vorveröffentlichung dieser Ergebnisse unternommene Messungen von Randolph und Mitarbeitern (RanB 70) bestätigt (siehe Tabelle 6).

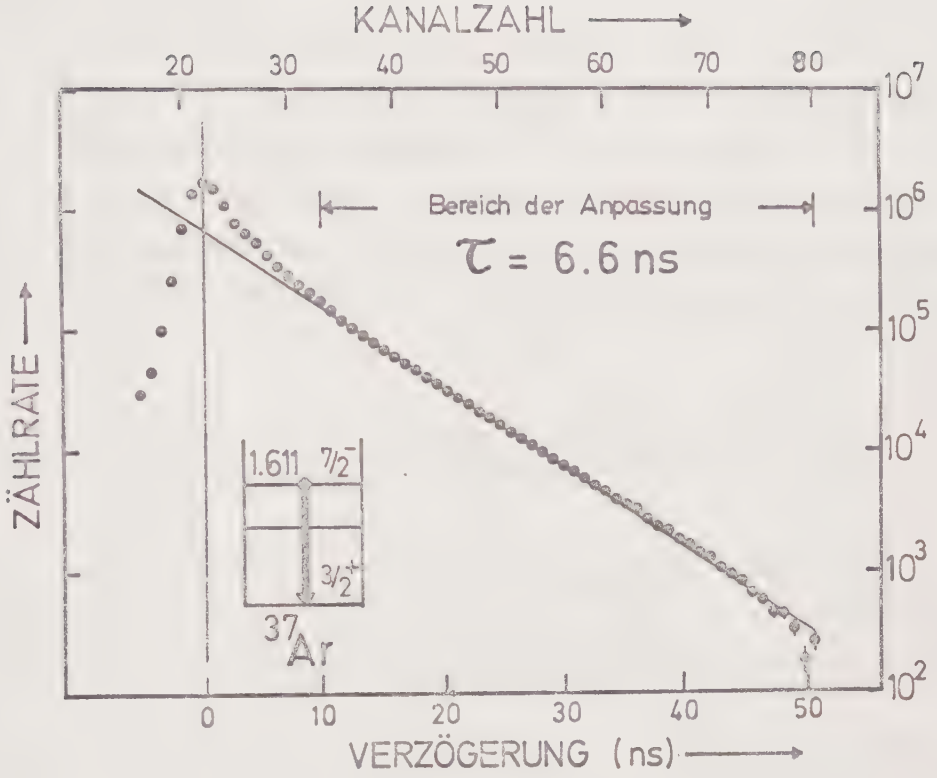


Bild 10: Beispiel zur Messung der Lebensdauer des $7/2^-$-Niveaus von ^{37}Ar

Tabelle 6:

Meßwerte für das $7/2^-$-Niveau bei 1.611 MeV in ^{37}Ar			
diese Arbeit		andere Autoren	
$g = -0.375$ (15)		$g = -0.385$ (15)	(Ran 70)
bzw. μ = 1.31(5)			
$T_{1/2}$ = 4.6 ns (2)		$T_{1/2}$ = 4.66 ns (16)	(RanB 70)
bzw. τ = 6.6 ns (3)		$T_{1/2}$ = 5.15 ns (70)	(GooK 67)

IV. 3 Messung am $7/2^-$ Zustand bei 1.38 MeV in ^{37}K

Ebenso wie ^{37}Ar ist auch ^{37}K instabil, das $7/2^-$-Niveau also nicht durch Anregung zu erreichen. Ferner geht der β^+-Zerfall des sowieso schon nur 175 ms lebenden ^{37}Ca über protoneninstabile ^{37}K-Niveaus ins ^{36}Ar, so daß auch hier allein Reaktionen zur Untersuchung herangezogen werden können. Die an unserem Beschleuniger möglichen Reaktionen sind aus Tabelle 7 ersichtlich.

Tabelle 7: Am 5.5 MV Van- de-Graaff-Beschleuniger möglich Reaktionen zum Endkern ^{37}K

Reaktion	Q-Wert (MeV)	Isotopenhäufigkeit des Targetkerns	Bemerkungen
$^{36}Ar(p,\gamma)$	--		geringer Wirkungsquerschnitt
$^{36}Ar(d,n)$	-0.367	0.34 % (Gas)	Störung durch $^{36}Ar(d,p)^{37}Ar$ und viel Neutronen
$^{36}Ar(^3He,d)$	-3.637		geringer Wirkungsquerschnitt (vergebliche Versuche)
$^{35}Cl(^3He,n)$	2.645	75.5 %	geringer Wirkungsquerschnitt (vergebliche Versuche)

Bei der Untersuchung der Reaktion $^{36}Ar(p,\gamma)$ durch Goosmann und Mitarbeiter (GooK 67) sind verschiedene γ-γ Kaskaden über das $7/2^-$-Niveau festgestellt worden, für ein Spinrotationsexperiment scheinen die Zählraten aber zu gering zu sein. Für den Zerfall des 4.417 MeV-

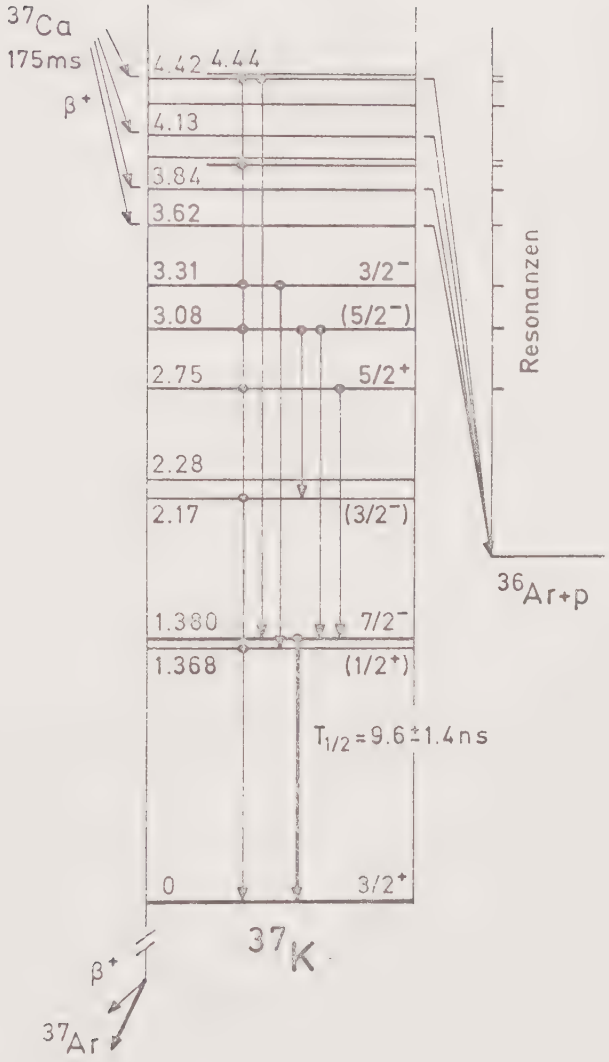


Bild 11: Niveauschema des Kerns ^{37}K nach ref. (EndL 67)

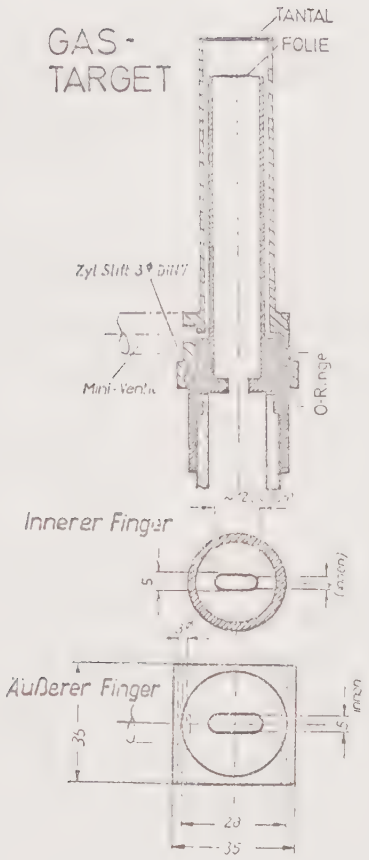


Bild 12 a: Erste Targetkonstruktion für die Reaktion $^{36}Ar(d,x)$

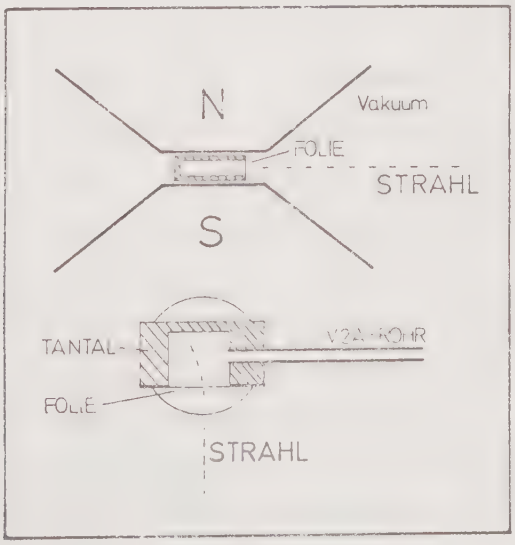


Bild 12 b: Zweite Targetkonstruktion für die Reaktion $^{36}Ar(d,x)$. Die Polschuhe befinden sich in der Vakuumkammer am Ende des Strahlrohres. Das ^{36}Ar-Gas wird von außen durch ein Rohr in die Gaszelle eingelassen.

Niveaus, der zu 62 % über das 1.380 MeV-Niveau geht, reichte die Statistik aber aus, um die Halbwertszeit des 1.380 MeV-Niveaus zu 9.6 ± 1.4 ns zu bestimmen (Goo 67).

Für diese Arbeit wurden Vorversuche mit allen drei anderen Reaktionen unternommen; erwartungsgemäß zeigte sich jedoch, daß der 1.38 MeV-Zerfall bei den ^{3}He-induzierten Reaktionen nicht mit ausreichender Intensität auftrat. Somit verblieb trotz vieler Nachteile nur die Reaktion ^{36}Ar(d,n).
Für diese Messungen stand auf 98 % angereichertes ^{36}Ar zur Verfügung, das bei zwei Meßzeiten in zwei verschiedenen Gastargetzellen mit Deuteronen von 5.8 MeV Energie beschossen wurde. Bei der ersten Konstruktion (Bild 12a) wurde ein externes Feld von etwa 25 kG erreicht, bei der zweiten Konstruktion (Bild 12b) ein Feld von etwa 35 kG.

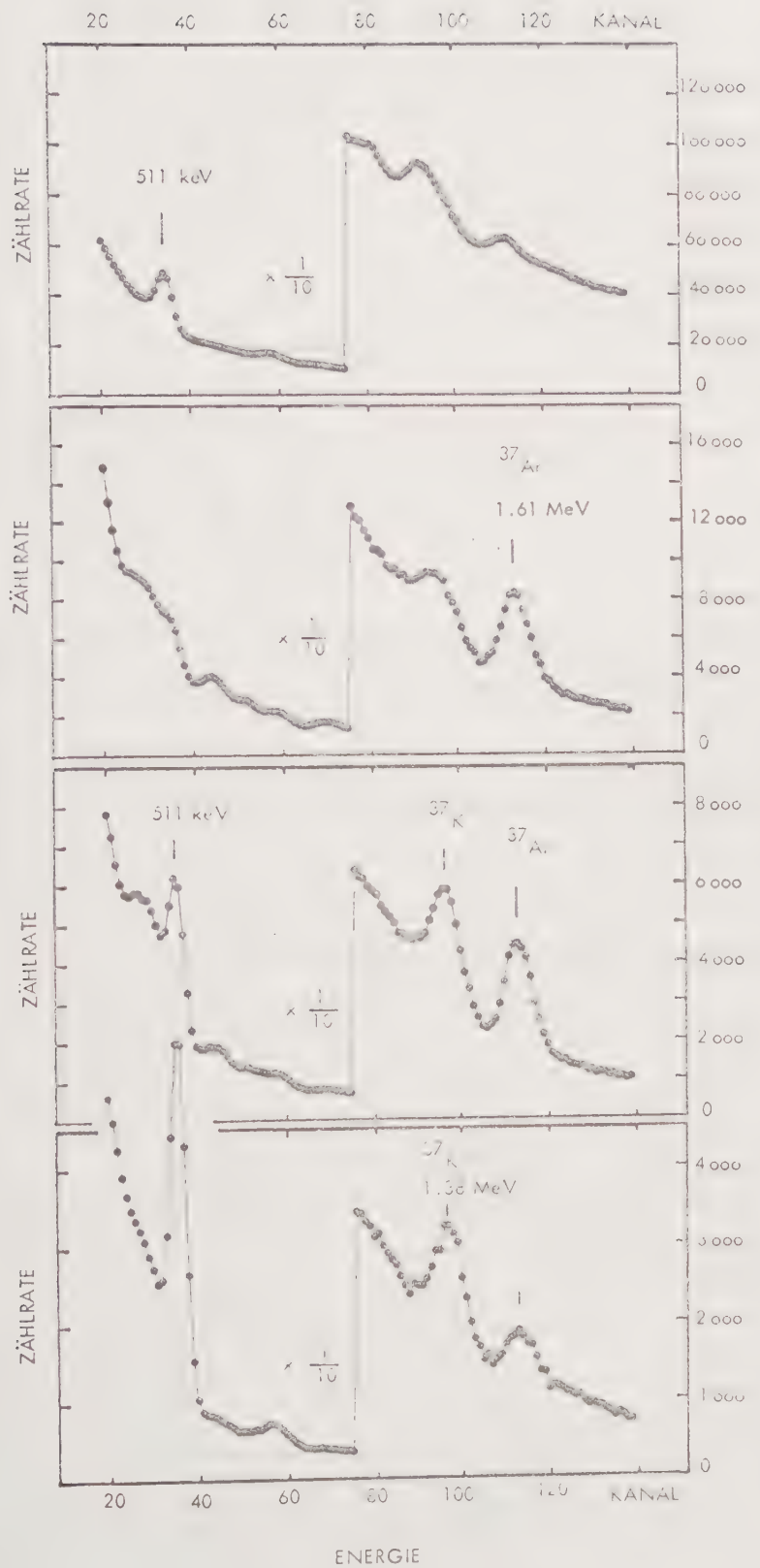
In den Energiespektren verzögerter γ-Strahlen (siehe Bilder 13 C, D) tritt die 1.38 MeV-Linie deutlich hervor. Mit vergleichbarer Intensität tritt aber auch die 1.611 MeV-Linie aus der Spiegelreaktion ^{36}Ar(d,n)^{37}Ar auf, die die Zeitspektren im vorderen Zeitbereich erheblich stört. Entsprechend beeinträchtigt sind dort die Modulationsspektren.Um auf diese Störungen korrigieren zu können, wurde, wie in Abschnitt III.4 beschrieben, gleichzeitig zum ^{37}K-Spektrum das ^{37}Ar-Zeitspektrum gemessen. Vor Bildung von R(t) wurden dann die ^{37}Ar-Zeitspektren (mal Faktor a genommen) von den zugehörigen ^{37}K-Zeitspektren abgezogen. Als Kriterium für die Größe des Faktors a galt glatter Verlauf des Summenspektrums zu niedrigen Kanalzahlen hin. Die Fourieranalyse der so gewonnenen "bereinigten" ^{37}K-Modulationsspektren gab dort, wo die dem ^{37}Ar zuzuordnende Frequenz liegen müßte, kein merkliches Maximum mehr. Ein Summenspektrum mit eingepaßter Lebensdauer zeigt Bild 14.

Dieses Auswerteverfahren bringt einige Möglichkeiten für systematische Fehler mit sich. Das schlägt sich auch in der Erfahrung nieder, daß die Anpassungen der Cosinusfunktion sehr stark von der Wahl des Anfangs- und Endkanals des Auswertebereichs abhing. Bei einigen Bereichen zeigte die Fourieranalyse auch ausgeprägte Nebenmaxima, die entsprechenden Anpassungen hatten aber Phasen, die mit der Meßgeometrie nicht zu vereinbaren waren.

Nimmt man als Gütekriterium für gute Anpassung "richtige Phase" hinzu, ergeben alle - drei unabhängig gemessenen - Modulationsspektren konsistente Ergebnisse. Der Mittelwert für den g-Faktor ergibt sich zu $g = + 1.45 \pm 0.12$. Neuere nach Vorveröffentlichung der Ergebnisse dieser Arbeit publizierte Messungen von Randolph und Mitarbeitern (RanB 70) bestätigen die Ergebnisse:

Tabelle 8:

Meßergebnisse für das $7/2^-$-Niveau bei 1.38 MeV in ^{37}K		
diese Arbeit	Literaturwerte	
$g = +1.45\ (12)$	$g = 1.51\ (5)$	(RanB 70)
bzw. $\mu = +5.1\ (4)$		
$T_{1/2} = 10.4\ (7)$ ns	$T_{1/2} = 10.82\ (43)$ ns	(RanB 70)
bzw. $\tau = 15.0 \pm 1.0$ ns	$T_{1/2} = 9.6\ (6)$ ns	(EndL 67)



A.
Spektrum ohne
Zeitbedingung

B.
Spektrum verzögerter
γ -Quanten
3 - 14 ns

C.
Spektrum verzögerter
γ - Quanten
10 - 75 ns

D.
Spektrum verzögerter
γ - Quanten
23 - 88 ns

Bild 13

Energiespektren aus der Reaktion ^{36}Ar (d,x)

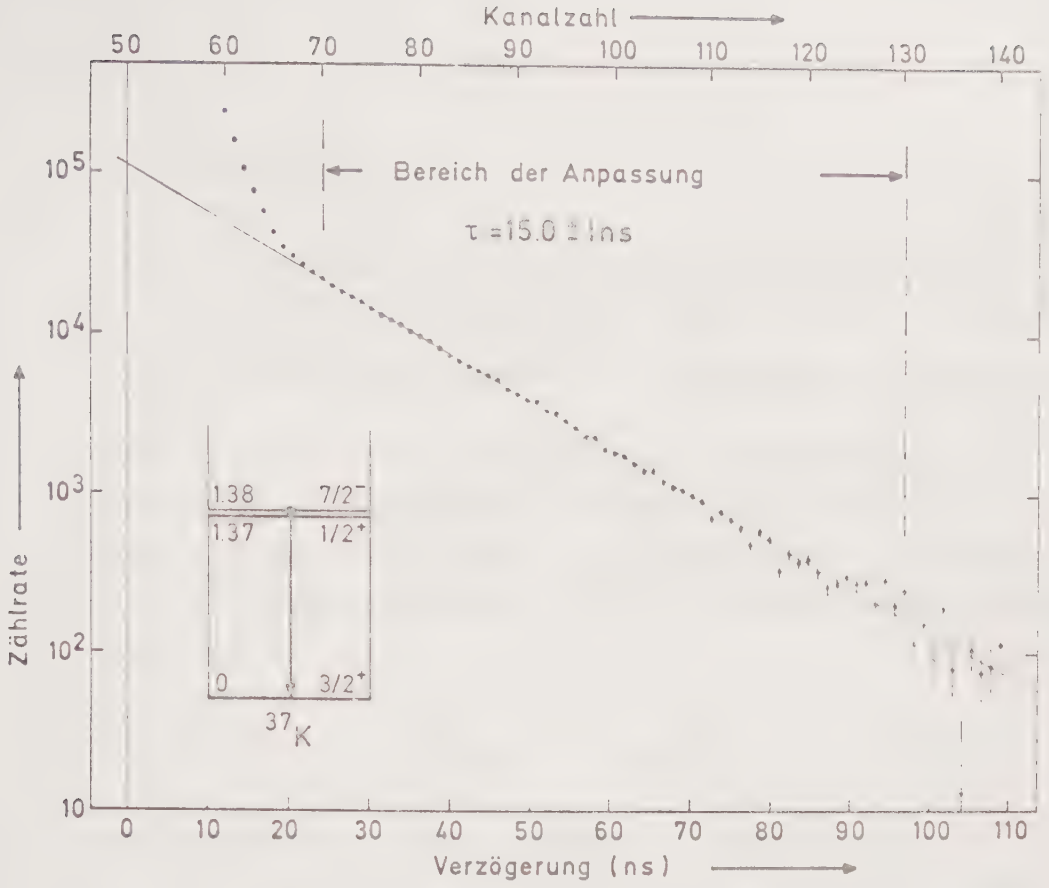


Bild 14: Beispiel für Messung der Lebensdauer des 1.38 MeV Niveaus in ^{37}K

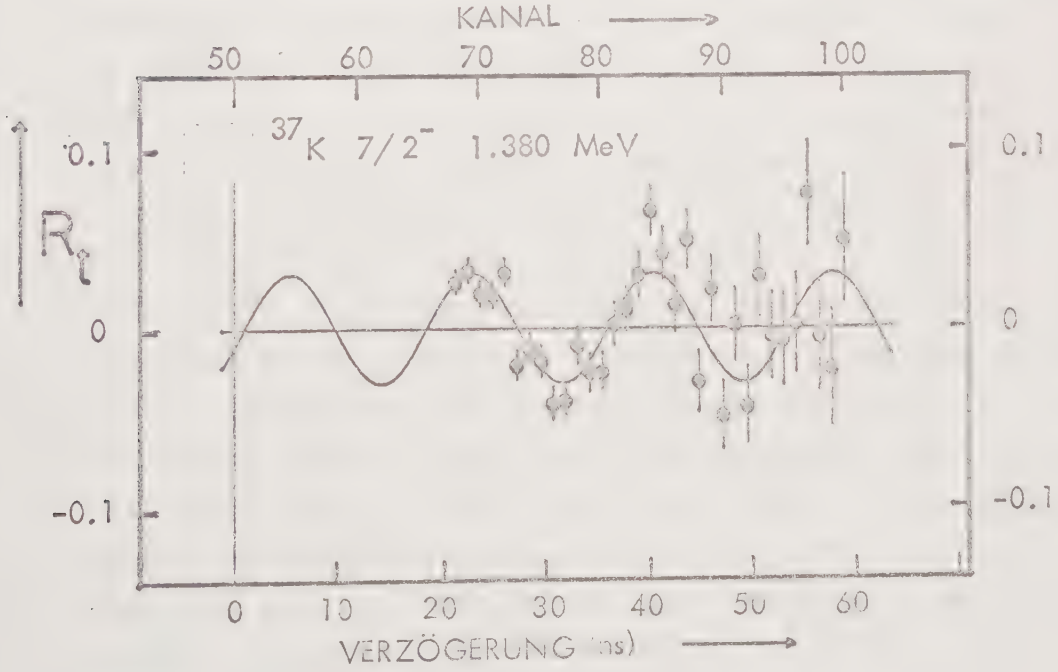


Bild 15: Modulationsspektrum für das $7/2^-$-Niveau bei 1.38 MeV in ^{37}K bei einem externen Feld von etwa 25 kG. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung der Funktion $A\cos(\omega t-\Theta)$ an die Meßpunkte.

V DISKUSSION

V.1 Vergleich des gemessenen magnetischen Moments von ^{41}K mit den Vorhersagen verschiedener Modellrechnungen

Für die einfachste Schalenmodellbeschreibung der ^{41}K-Zustände mit negativer Parität hebt man ein Proton von der $d_{3/2}$-Schale in die $f_{7/2}$-Schale und betrachtet relativ zum abgeschlossenen ^{40}Ca-Rumpf Konfigurationen des Typs

$$(9) \qquad (d_{3/2})^{-2} \, (f_{7/2})^{3}.$$

Die beiden $d_{3/2}$-Protonenlöcher können zu $J = 0^+$ und $J = 2^+$ koppeln. Da im Niveauschema von ^{38}Ar jedoch der 2^+-Zustand 2.2 MeV über dem 0^+-Grundzustand liegt, scheint die Annahme gerechtfertigt, daß bei den tiefer liegenden Zuständen von ^{41}K solche Konfigurationen, bei denen die Protonenlöcher zu $J = 2$ gekoppelt sind, wenig beigemischt sind. Paart man auch die beiden $f_{7/2}$-Neutronen zu $J = 0$, so beschreibt die Konfiguration einen Einteilchenzustand und hat als magnetisches Moment das eines Protons in der $f_{7/2}$-Schale. Der Wert für das freie Teilchen, der Schmidt-Wert, liegt 1.4 n.m. zu hoch (siehe Tabelle 9). Auch wenn man als magnetisches Moment des $f_{7/2}$-Teilchens nicht den Schmidt-Wert, sondern ein an andere experimentelle Daten angepaßtes effektives magnetisches Moment nimmt (auf das Konzept effektiver magnetischer Momente wird unten noch näher eingegangen), erhält man im Vergleich zum Meßwert 4.41 n.m. noch um etwa 0.6 n.m. zu hohe Werte. Das bedeutet, daß das gemessene Moment des $7/2^-$-Zustandes von ^{41}K mit der Einteilchenvorstellung unverträglich ist und für eine befriedigende Beschreibung zumindest die $f_{7/2}$-Teilchen untereinander in Wechselwirkung treten müssen.

Tabelle 9: Magnetische Momente für das $7/2^-$-Niveau in ^{41}K nach verschiedenen Modellvorstellungen zum Vergleich mit dem in dieser Arbeit bestimmten Wert.

Modellvorstellung	Referenz	magn. Moment
A) Einteilchenmomente		
1. freies Proton (Schmidt-Wert)		5.79 n.m.
2. effektives magnetisches Moment des $f_{7/2}$-Protons nach McCullen et al.	McCB 64	5.25 n.m.
B) Kopplung zweier $d_{3/2}$-Löcher zu J = 0. Betrachtung von Konfiguration $(f_{7/2})^3$.		
1. Kopplung zu Isospin T=1/2 und Seniority v = 1	ShaT 63	4.08 n.m.
2. Konfigurationsmischung nach McCullen et al.		
a) mit Schmidt-Werten für μ_p und μ_N		4.96 n.m.
b) mit angepaßten effektiven Werten für μ_p und μ_N	McCB 64	4.53 n.m.
C) Experimentelle Werte		
1. ^{43}Sc-Grundzustand	CorH 66	4.62(4) n.m.
2. ^{41}K-1.29 MeV-Niveau	diese Arbeit	4.41(5) n.m.

Die einfachste Konfiguration, bei der - im Gegensatz zum Einteilchenzustand - der Isospin eine gute Quantenzahl ist, ist Konfiguration (9) mit niedrigsten Werten für Seniority und Isospin:

$$(10)\quad \left\{ (d_{3/2})^{-2}_{J=0,T=1} (f_{7/2})^{3}_{J=7/2,T=1/2,v=1} \right\}_{J=7/2,T=T_3=3/2,v=1}$$

Die drei $f_{7/2}$-Teilchen könnten auch zu T = 3/2 koppeln, der entsprechende Zustand wäre aber im Niveauschema bei höherer Anregungsenergie zu erwarten als der mit T = 1/2. Da die $d_{3/2}$-Löcher in Konfiguration (10) zu J = 0 gekoppelt sind, genügt es für die Berechnung des magnetischen Moments, nur die Konfiguration

$$(11)\quad \left\{ (f_{7/2})^{3}\ J=7/2,\ T=1/2,\ v=1 \right\}\ T_3=+1/2$$

zu betrachten. Nach de Shalit und Talmi (ShaT 63, Formel 35.42) gilt für eine j^n-Konfiguration mit J = j, $T = \frac{n-2}{2}$:

$$(12)\quad \mu = \frac{\mu_P+\mu_N}{2} + T_3 \frac{\mu_P-\mu_N}{2} \quad \frac{+(j+1)T+n+2T+2}{+(j+1)T(T+1)}$$

Für T = 1/2, T_3 = + 1/2 folgt

$$(13)\quad \mu = \frac{1}{2}(\mu_P+\mu_N) + \frac{1}{2}(\mu_P-\mu_N)\ \frac{j+4}{3(j+1)},$$

und damit für Konfiguration (11), wenn für μ_P und μ_N die Schmidt-Werte eingesetzt werden, μ = 4.08 n.m.. Dieser Wert liegt um 0.3 n.m. zu tief, so daß Konfiguration (11) als zu einfach verworfen werden und eine kompliziertere Struktur diskutiert werden muß.

Es erscheint aber angesichts der einen gemessenen Zahl wenig sinnvoll, etwa alle möglichen Konfigurationen mit und ohne aufgebrochenen Rumpf durchzuprobieren und zu versuchen, eine exotische Kombination zu finden, bei der

gerade das richtige magnetische Moment herauskommt. Es soll hier deshalb der Meßwert in Zusammenhang mit anderen Momenten der $f_{7/2}$-Schale gesehen und im Rahmen des Konzeptes der effektiven magnetischen Momente diskutiert werden. Das wesentliche an solchen Rechnungen (zum Beispiel TalU 60, McCB 64) ist die Annahme eines inerten Rumpfes, außerhalb dessen die Nukleonen nur untereinander in Wechselwirkung treten. Für die Berechnung magnetischer Momente kann dann ein Einteilchen-Operator benutzt werden; allerdings nicht der des freien Teilchens, der zu den Schmidt-Werten führt, sondern ein effektiver Operator, der pauschal die Polarisation des Rumpfes berücksichtigt. Die Berechtigung eines solchen Vorgehens wird dadurch gestützt, daß es möglich ist, mit einem festen Parameter über einen ganzen Bereich von Kernen oder über eine ganze Schale zu guter Anpassung der berechneten Werte an die experimentellen Daten zu kommen.

Für die $f_{7/2}$-Schale sind umfangreiche Rechnungen dieser Art von McCullen, Bayman und Zamick durchgeführt worden (McCB 64). Die Modellwellenfunktionen setzen sich dabei aus einem abgeschlossenen ^{40}Ca-Rumpf sowie N - 20 Neutronen und Z - 20 Protonen in der $f_{7/2}$-Schale zusammen. Als Restwechselwirkung der $f_{7/2}$-Teilchen wurde eine effektive ladungsunabhängige Zweikörperwechselwirkung angenommen. Ihre Matrixelemente wurden aus den experimentell bekannten Energien der acht $(f_{7/2})^2$-Zustände (I = 0, ...7) von ^{42}Sc bestimmt. Mit diesem Modell konnten (trotz unzulänglicher ^{42}Sc-Daten) für eine Vielzahl von Zuständen im Gebiet der $f_{7/2}$-Schale befriedigende Vorhersagen für Energien, spektroskopische Faktoren, ft-Werte und magnetische Momente gemacht werden.

Bei der Benutzung der Schmidt-Werte μ_p = + 5.79 und μ_N = - 1.91 erhält man für die von den Autoren diskutierte $(f_{7/2})^3$-Konfiguration, die dem ^{43}Sc-Grundzustand entspricht und 45 % Beimischungen der Seniority v = 3

enthält, ein magnetisches Moment von + 4.93 n.m.. Dieser Wert kommt den experimentellen Daten schon näher als der Einteilchenwert, ist aber immer noch um 0.5 n.m. zu hoch. Der gleiche Trend gilt für die anderen von den Autoren verglichenen magnetischen Momente von $7/2^-$-Zuständen der $f_{7/2}$-Schale.

Eine bessere Übereinstimmung für die Gesamtheit der den Autoren bekannten Meßdaten wurde dadurch erreicht, daß anstelle der Schmidt-Werte als Einteilchenwerte die effektiven magnetischen Momente traten, die als freie Parameter nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt wurden. Mit den von McCullen et al. bestimmten Werten

$$\mu_P^{eff} = + 5.25 \qquad \text{und } \mu_N^{eff} = - 1.35 \text{ n.m.}$$

ergibt sich für den hier betrachteten Zustand ein magnetisches Moment von + 4.53 n.m., in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten sowohl für den ^{43}Sc-Grundzustand (siehe Tabelle 9) als auch für den in dieser Arbeit gemessenen $7/2^-$-Zustand von ^{41}K.

Sowohl der experimentell für den ^{43}Sc-Grundzustand gemessene Wert des magnetischen Moments als auch der von McCullen et al. für eine entsprechende $(f_{7/2})^3$-Konfiguration berechnete Wert liegen dicht am Meßwert für den $7/2^-$-Zustand von ^{41}K. Es ist deshalb naheliegend, den $7/2^-$-Zustand von ^{41}K zu beschreiben als ^{43}Sc-Grundzustand mit zwei $d_{3/2}$-Protonenlöchern, die zu J = 0 gekoppelt sind. Der Unterschied in den angenommenen Konfigurationen des ^{43}Sc- und des ^{41}K-Niveaus ist der, daß einmal ^{40}Ca als Rumpf genommen wird, das andere Mal ein um ein $d_{3/2}$-Protonenpaar dezimierter ^{40}Ca-Rumpf, der etwa dem ^{38}Ar-Grundzustand entspricht. Wenn nun dieselben effektiven Momente, die eigentlich für Fälle

mit ^{40}Ca-Rumpf berechnet wurden, auch beim ^{41}K-Niveau so gute Übereinstimmung bringen, kann daraus gefolgert werden, daß die effektiven Momente für die $f_{7/2}^-$ Schale nicht sehr empfindlich auf das Herausbrechen eines zu J = 0 gekoppelten Protonenpaares aus dem Rumpf ist. Da die Reduzierung der Einteilchen - Momente von den Schmidt-Werten auf die effektiven Werte aber gerade pauschal die zu einfache Behandlung des Rumpfes wettmachen soll, kann man sagen, daß sich der ^{38}Ar-Rumpf hier in Anwesenheit von $f_{7/2}$-Teilchen in gleicher Weise verhält wie der ^{40}Ca-Rumpf.

V.2 Vergleich der Meßwerte für ^{37}Ar und ^{37}K mit Modellvorhersagen

Wie aus Tabelle 10 hervorgeht, sind die Meßwerte für die magnetischen Momente der $7/2^-$-Niveaus in ^{37}Ar und ^{37}K unverträglich mit den Vorhersagen des Einteilchenmodells. Auch die einfachsten Schalenmodellbeschreibungen

$$(14)\quad (^{40}\mathrm{Ca}_{\mathrm{core}})\ (\pi\, d_{3/2})^{-2}_{J=0}\ (\nu\, d_{3/2})^{-2}_{J=0}\ (f_{7/2})^{1},$$

oder einfacher

$$(15)\quad (^{36}\mathrm{Ar}_{J^\pi=0^+})\ (f_{7/2})^{1},$$

führen zunächst zu den Schmidt-Werten und sind somit zu verwerfen. Ein Vergleich mit den spektroskopischen Faktoren der ^{36}Ar(d,p)- bzw. ^{36}Ar(d,n)-Übergänge zu den $7/2^-$-Zuständen (zwischen 0.6 und 0.8, vgl. ref. HagJ 70) bestätigt, daß die Zustände keinen reinen Einteilchencharakter haben können, sondern Beiträge von Konfigurationen mit Aufbruch des ^{36}Ar-Rumpfes berücksichtigt werden müssen.

Tabelle 10: Vergleich der Schmidt-Werte und der effektiven Werte für die g-Faktoren der $f_{7/2}$-Nukleonen.

		Proton	Neutron
Einteilchenmodell (Schmidt-Wert)		5.79 n.m.	- 1.91 n.m.
effektive Werte			
McCullen et al.	(McCB 64)	5.25 n.m.	- 1.33 n.m.
Talmi und Unna	(TalU 60)	-	- 1.57 n.m.
Vervier	(Ver 66)	4.87-5.10 n.m.	-
		^{37}K	^{37}Ar
Meßwerte, gemittelt aus dieser Arbeit und ref. RanB 70		5.2 (3) n.m.	- 1.33 (5) n.m.

Wie schon oben bei der Behandlung des ^{41}K-Niveaus kann auch hier versucht werden, den Einfluß der Beimischung von Konfigurationen mit Rumpfanregung dadurch zu berücksichtigen, daß zwar der Rumpf als inert betrachtet wird, dafür aber die Einteilchenmomente modifiziert werden. Und in der Tat sind die Meßwerte für ^{37}K und ^{37}Ar konsistent mit der Einteilchenbeschreibung (15), wenn nur als Einteilchenmomente statt der magnetischen Momente der freien Teilchen die effektiven magnetischen Momente von McCullen et al. genommen werden (Tabelle 10). Für ^{37}K ist die Aussage nicht sehr scharf, da zwar der gemessene Zahlenwert übereinstimmt, die Fehlerbreite von $\pm$ 0.3 n.m. diese Übereinstimmung aber etwas entwertet. Hier wäre eine Steigerung der Meßgenauigkeit wünschenswert. Die genaue Übereinstimmung des mit einem Fehler von nur 0.05 n.m. bestimmten magnetischen Moments des ^{37}Ar-Zustandes mit dem effektiven Einteilchenwert ist jedoch bemerkenswert. Insbesondere dann, wenn man die

mit einer Beschreibung als Einteilchenzustand bezüglich ^{38}Ar-Rumpf.

Für den $7/2^-$-Zustand von ^{37}K ist ein solcher Vergleich mit benachbarten Kernen nicht möglich, da die magnetischen Momente der $7/2^-$-Zustände von ^{41}Sc und ^{39}K bisher noch nicht bekannt sind.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Modellvorstellungen von McCullen et al. eine sehr gute Beschreibung der in dieser Arbeit gemessenen Momente erlauben, die Brauchbarkeit des Modells also nicht auf $(f_{7/2})^n$-Konfigurationen bezüglich ^{40}Ca als Rumpf beschränkt ist, sondern das Modell auch auf $(f_{7/2})^n$-Konfigurationen ausgedehnt werden kann, bei denen der Rumpf um ein Protonenpaar bzw. je ein Proton- und Neutronpaar zu ^{38}Ar bzw. ^{36}Ar dezimiert ist. Anders ausgedrückt: Die $d_{3/2}$-Paare koppeln sich sehr gut für sich zu J = 0 und mischen sich nicht wesentlich mit den $f_{7/2}$-Teilchen zu höheren Konfigurationen.

V.3 Magnetische Momente von Spiegelzuständen der $f_{7/2}$-Schale

V.3.1 Modellunabhängige Entwicklung des Formalismus

Im allgemeinen quantenmechanischen Formalismus ist die Meßgröße "Magnetisches Moment μ" definiert als Erwartungswert der z-Komponenten des Operators $\hat{\mu}$ des magnetischen Moments[+)] für maximale magnetische Quantenzahl M = J. Unter sehr allgemeinen Annahmen setzt sich der Operator $\hat{\mu}$ aus Spin- und Bahnanteilen der p Protonen und n Neutronen zusammen (Ell 57):

$$(16)\quad \hat{\mu} = \sum_{i=1}^{p} (\hat{\ell}(i) + \mu_p \hat{\sigma}(i)) + \sum_{i=1}^{n} \mu_n \hat{\sigma}(i)$$

μ_p und μ_n bezeichnen dabei die Momente des Protons und des Neutrons.

Im Isospinformalismus wird über alle Nukleonen summiert; der Protonenprojektionsoperator $\hat{\tau}_p = (1+\hat{\tau}_3)/2$ in der ersten Summe und der Neutronenprojektionsoperator $\hat{\tau}_n = (1-\hat{\tau}_3)/2$ in der zweiten Summe machen das wieder wett:

$$(17)\quad \hat{\mu} = \sum_{i=1}^{A} \frac{1+\hat{\tau}_3(i)}{2} (\hat{\ell}(i)+\mu_p\hat{\sigma}(i)) + \sum_{i=1}^{A} \frac{1-\hat{\tau}_3(i)}{2} \mu_n \hat{\sigma}(i)$$

Geeignete Umordnung trennt Summanden mit $\hat{\tau}_3$ von den anderen:

$$(18)\quad \hat{\mu} = \frac{1}{2} \sum_{1}^{}(\hat{\ell}(i)+\mu_p\hat{\sigma}(i)+\mu_n\hat{\sigma}(i)) + \frac{1}{2} \sum_{i}^{} \hat{\tau}_3(i) (\hat{\ell}(i)+\mu_p\hat{\sigma}(i)-\mu_n\hat{\sigma}(i))$$

$$(19)\quad \hat{\mu} = \hat{\mu}_o + \mu_v$$

+) Das Zeichen "^" soll in diesem Kapitel jeweils Operatoren kennzeichnen. Konstanten und Dimensionen sind so gewählt, daß für magnetische Momente die Einheit Kernmagneton $\mu_K = e\hbar/2Mc$ = 1 n.m. gilt.

Damit ist der Operator des magnetischen Moments aufgespalten in einen isoskalaren Anteil $\hat{\mu}_o$, der sich gegenüber Rotationen im Isospinraum wie ein Skalar verhält, und in einen isovektoriellen Anteil $\hat{\mu}_v$, der im Isospinraum das Transformationsverhalten einer Vektor-Komponente hat.

Die Operatoren $\hat{\mu}_o$ und $\hat{\mu}_v$ können noch weiter umgeformt werden:

$$(20)\quad \hat{\mu}_o = \frac{1}{2} \sum_i \{\hat{l}(i) + \frac{\hat{\sigma}(i)}{2} + (\mu_p + \mu_N - \frac{1}{2})\, \hat{\sigma}(i)\}$$

und mit der Operatoridentität $\hat{J} = \sum_i (\hat{l}(i) + \hat{s}(i))$, wobei $\hat{s} = \frac{\hat{\sigma}}{2}$, folgt

$$(21)\quad \hat{\mu}_o = \frac{\hat{J}}{2} + \frac{1}{2}(\mu_p + \mu_N - \frac{1}{2}) \sum_i \hat{\sigma}(i)\ .$$

In gleicher Weise gilt für $\hat{\mu}_v$:

$$(22)\quad \hat{\mu}_v = \frac{1}{2} \sum_i \hat{\tau}_3(i)\, \hat{j}(i) + \frac{1}{2}(\mu_p - \mu_n - \frac{1}{2}) \sum_i \hat{\tau}_3(i)\, \hat{\sigma}(i)$$

Für die magnetischen Momente der Mitglieder eines Isospinmultipletts gilt demnach

$$(23)\quad \mu = \langle J\ M\ T\ T_3\ |\hat{\mu}_o + \hat{\mu}_v|\ J\ M\ T\ T_3\rangle$$

$$= \langle J\ M\ T\ T_3\ |\hat{\mu}_o|\ J\ M\ T\ T_3\rangle + \langle J\ M\ T\ T_3|\ \hat{\mu}_v|\ J\ M\ T\ T_3\rangle$$

$$\hat{=}\ \mu_o + \mu_v$$

Für den isoskalaren Anteil μ_o gilt

$$(24) \qquad \mu_o = \frac{J}{2} + \frac{1}{2}\left(\mu_P+\mu_N-\frac{1}{2}\right) \langle JMTT_3|\Sigma\hat{\sigma}(i)|JMTT_3\rangle \ ,$$

der isovektorielle Anteil μ_v kann mithilfe der Landé-Formel (ShaT 63, p. 119) umgeformt werden:

$$(25) \qquad \mu_v = \langle JMTT_3|\ \hat{T}\ |JMTT_3\rangle \frac{\langle JMTT_3|\ (\hat{T}\cdot\hat{\mu}_v)\ |JMTT_3\rangle}{T(T+1)}$$

$$= T_3\ \frac{1}{T(T+1)}\ \langle(\hat{T}\cdot\hat{\mu}_v)\rangle .$$

Aus diesen Formeln kann direkt abgelesen werden, daß die Summe der magnetischen Momente eines Spiegelpaares

$$(26) \qquad \mu_+ \hat{=} \mu_{|T_3|} + \mu_{-|T_3|} = 2\mu_o$$

unabhängig vom Isovektoranteil ist, während die Differenz

$$(27) \qquad \mu_- \hat{=} \mu_{|T_3|} - \mu_{-|T_3|} = 2|T_3|\frac{1}{T(T+1)}\langle(\hat{T}\cdot\hat{\mu}_v)\rangle$$

unabhängig vom Isoskalaranteil ist.

Bei experimenteller Kenntnis der magnetischen Momente eines Spiegelpaares sind also durch Summen- und Differenzbildung sowohl der Isoskalar- als auch der Isovektoranteil für ein Isospinmultiplett bestimmt.

V.3.2 Spezialisierung auf j^n-Konfigurationen mit J = j

Die bisherigen Ableitungen gründeten auf sehr allgemeinen Annahmen und waren noch unabhängig von der speziellen Wahl der Wellenfunktionen der Zustände. Betrachtet man jetzt im Schalenmodell reine j^n-Konfigurationen (siehe etwa Tal 70), so gilt:

(28) $$\hat{\sigma} = \frac{1}{j}\,\hat{j} \qquad \text{für } j = \ell + 1$$

(29) $$\hat{\sigma} = -\frac{1}{j+1}\,\hat{j} \qquad \text{für } j = \ell - 1$$

Setzt man $\hat{\sigma}$ aus Gleichung (28) in Gleichung (21) ein, so folgt für Konfigurationen mit J = j

(30) $$\mu_+ = 2\mu_o = J + (\mu_P + \mu_N - \tfrac{1}{2})\,\frac{1}{j}\,J$$

$$= ((j-\tfrac{1}{2}) + \mu_P) + \mu_N$$

$$= \mu_{P,\text{Schmidt}}{}^{(j=\ell+\frac{1}{2})} + \mu_{N,\text{Schmidt}}{}^{(j=\ell+\frac{1}{2})}$$

Dieselbe Beziehung gibt Gleichung (29) für $j = \ell - \frac{1}{2}$.

Damit läßt sich die Aussage des von Sachs (Sac 46, Sac 53) angegebenen Spiegeltheorems sehr einfach fassen:

1. Für ein Spiegelpaar von Zuständen mit J = j ist die Summe der magnetischen Momente gleich der Summe der Schmidt-Momente.
2. Die Abweichungen der magnetischen Momente von den Schmidt-Werten sind nur im Isovektoranteil enthalten. Sie sind für die Partner gegenläufig und kompensieren sich in der Summenbildung.

Die Vorhersagen des Spiegeltheorems werden durch die Spiegelpaare (und die selbstkonjugierten Zustände), für die die magnetischen Momente experimentell bekannt sind, recht gut bestätigt (BleH 69a, Sug 69). Mit den in dieser Arbeit gemessenen magnetischen Momenten der $7/2^-$-Zustände in ^{37}Ar und ^{37}K ist nun ein neues Paar experimentell bekannt, das erste Paar in der $f_{7/2}$-Schale.

Die Summe der Meßwerte

$$\mu_+(7/2^-, A = 37)_{exp} = 5.2 - 1.3 = 3.9(3) \text{ n.m.}$$

ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Summe der Schmidt-Werte

$$\mu_+(f_{7/2})_{Schmidt} = 5.79 - 1.91 = 3.88 \text{ n.m.}$$

Das Spiegeltheorem gilt also auch für dieses neue gemessene Paar angeregter Zustände.

In diesem Zusammenhang muß angemerkt werden, daß die Rechnungen von McCullen et al. (McCB 64), bei denen sowohl die Summe als auch die Differenz der effektiven Einteilchenmomente frei angepaßt wurden, als Summe der Momente den gleichen Wert gaben:

$$\mu_+(f_{7/2})_{eff.} = 5.25 - 1.35 = 3.90 \text{ n.m.}$$

Die Übereinstimmung des effektiven isoskalaren magnetischen Moments mit dem isoskalaren magnetischen Moment der freien Teilchen ist nicht selbstverständlich. Dem Modell von McCullen et al. liegen zwar alle die Annahmen zugrunde, die für Isospinmultipletts das Spiegeltheorem auswerfen, das gilt aber nur solange, wie die magnetischen Momente der freien Teilchen benutzt werden. Der letzte Schritt ist jedoch eine echte Anpassung an Meßwerte, bei der nicht von vornherein die Summe der Einteilchenmomente konstant bleiben muß. Die Tatsache, daß sie konstant bleibt, ist somit auch eine experimentelle Bestätigung des Spiegeltheorems für j^n-Konfigurationen, allerdings in einer modifizierten Form, die nicht notwendig nur auf Spiegelpaare Bezug nimmt:

Die einfache Form für j^n-Konfigurationen verbindet zunächst die Meßwerte für Spiegelpaare: Das experimentelle isoskalare magnetische Moment ist das Mittel der Meßwerte für ein Spiegelpaar, es stimmt mit dem Mittel der Schmidt-Werte überein. Diese Aussage wird in der vorliegenden Arbeit für das Paar ^{37}Ar-^{37}K bestätigt.

In der modifizierten Form für j^n-Konfigurationen verbinden McCullen et al. verschiedene experimentelle magnetische Momente, darunter kein Spiegelpaar, unter zusätzlichen Modellannahmen mit einer Rechenvorschrift und extrahieren effektive magnetische Momente, deren Mittel dann ebenfalls gleich dem Mittel der Schmidt-Werte ist. Demnach ist die Bestätigung des Spiegeltheorems für die $f_{7/2}$-Schale —— Ziel und Ergebnis der Messungen der vorliegenden Arbeit, in der das erste experimentell bekannte $7/2^-$-Spiegelpaar vorgestellt wird —— durch die Rechnungen von McCullen et al., wenn auch mit Einschränkungen, schon unbewußt vorweggenommen.

Beide Bestätigungen des Spiegeltheorems gelten für reine j^n-Konfigurationen. Macht man sich von dieser Annahme frei, setzt jedoch weiterhin voraus, daß die betrachteten $7/2^-$-Zustände von ^{37}Ar und ^{37}K Spiegelzustände sind, so ergibt sich für den isoskalaren Anteil der magnetischen Momente ein Meßwert:

$$\mu_o = 1.95\ (15)\ \text{n.m.}$$

Aus diesem Meßwert kann nach Formel (24) der Erwartungswert $\langle \Sigma\sigma(i) \rangle$ berechnet werden.

Ein Vergleich der Werte mit anderen experimentellen Daten ist zur Zeit leider nicht möglich, da das in dieser Arbeit untersuchte Spiegelpaar das erste der $f_{7/2}$-Schale ist, für das die magnetischen Momente beider Partner bekannt sind; es gibt jedoch einige Paare (z.B. $^{41}Ca/^{41}Sc$), bei denen das magnetische Moment eines Partners bekannt ist und nach dem Stand der experimentellen Technik die noch ausstehende Messung am anderen Partner durchaus möglich sein sollte

Am gepulsten Strahl des 5.5 MV Van de-Graaff-Beschleunigers des Sektors Kernphysik am Hahn-Meitner-Institut Berlin wurden die magnetischen Momente der angeregten $7/2^-$-Zustände der Kerne ^{41}K, ^{37}Ar und ^{37}K gemessen:

$$\mu(^{41}K,\ 1.29\ MeV) = +\ 4.41 \pm 0.05\ n.m.$$
$$\mu(^{37}K,\ 1.38\ MeV) = +\ 5.1\ \pm 0.4\ n.m.$$
$$\mu(^{37}Ar,\ 1.61\ MeV) = -\ 1.31 \pm 0.05\ n.m.$$

Gleichzeitig wurden die schon bekannten Halbwertszeiten dieser Zustände genauer bestimmt.

Die gemessenen Momente werden mit Werten verglichen, die McCullen, Bayman und Zamick für $(f_{7/2})^n$-Konfigurationen relativ zum $^{40}Ca_J{}^{\pi=0}{}^+$-Rumpf errechnen (McCB 64).
Der Einfluß der $f_{7/2}$-Teilchen auf den Rumpf ist bei diesem Modell dadurch berücksichtigt, daß als Einteilchen-g-Faktoren statt der Schmidt-Werte effektive als freie Parameter angepaßte g-Faktoren benutzt werden.
Es zeigt sich, daß die gemessenen Momente von ^{37}Ar und ^{37}K mit der Annahme von Konfigurationen der Art $(^{36}Ar_J{}^{\pi=0}{}^+)(f_{7/2})^-$ konsistent sind, wenn für das $f_{7/2}$-Teilchen jeweils der von McCullen et al. angegebene Wert eingesetzt wird. In gleicher Weise wird das magnetische Moment von ^{41}K durch eine dem ^{43}Sc-Grundzustand entsprechende $(f_{7/2})^3$-Konfiguration beschrieben, bei der als Rumpf $^{38}Ar_J{}^{\pi=0}{}^+$ angenommen wird. Die gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen magnetischen Momente weist darauf hin, daß die magnetischen Momente von $(f_{7/2})^n$-Konfigurationen unabhängig davon sind, ob der Rumpf ^{40}Ca, ^{38}Ar oder ^{36}Ar ist.

Der gemessene Isoskalaranteil der Momente der Spiegelzustände ^{37}Ar und ^{37}K entspricht den Vorhersagen des Spiegeltheorems von Sachs (Sac 46) für j^n-Konfigurationen mit $j = J$.

VII LITERATURVERZEICHNIS

AldS 64 K. Alder and R. M. Steffen,
Ann. Rev. Nucl. Sci 14 (1964)

BayM 63 B. F. Bayman, J. D. McCullen, and L. Zamick
Phys. Rev. Letters 11 (1963) 215

Ble 67 J. Bleck, Diplomarbeit, Freie Universität
Berlin, 1967

BleH 69a J. Bleck, D. W. Haag, W. Leitz, R. Michaelsen,
W. Ribbe, and F. Sichelschmidt
Nucl. Phys. A 123 (1969) 65

BleH 69b J. Bleck, D. W. Haag, W. Leitz, R. Michaelsen,
and W. Ribbe, Phys. Lett. 28 B (1969) 651

BleH 69c J. Bleck, D. W. Haag, and W. Ribbe
Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 169

ChrM 70 J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel,
D. Riegel, G. Weyer, and W. Witthuhn
Phys. Rev. C 1 (1970) 613

CorH 66 R. G. Cornwell, W. Happer, jr., and J. D.
McCullen, Phys. Rev. 141 (1966) 1106

EndL 67 P. M. Endt and C. van der Leun
Nucl. Phys. A 105 (1967) 1

Ell 52 L. G. Elliott, Phys. Rev. 85 (1952) 9421

EllL 57 J. P. Elliott and A. M. Lane
in Handbuch der Physik XXXIV, 1957, Spinger-
Verlag,Berlin-Göttingen-Heidelberg

Goo 67 D. R. Goosman, Phys. Rev. 163 (1967) 1219

GooK 67 D. R. Goosman and R. W. Kavanagh
Phys. Lett. 24 B (1967) 507

HaaL 70 D. W. Haag, W. Leitz, R. Michaelsen, and W. Ribbe in Proceedings of the International Conference on Angular Correlations in Nuclear Desintegration, Delft 1970, im Druck

HagJ 70 M. Hagen, U. Janetzki, K.-H. Maier, and H. Fuchs, Nucl. Phys. A 152 (1970) 404

LeoR 68 R. Leonardi and M. Rosa-Clot, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 377

LeoR 69 R. Leonardi and M. Rosa-Clot Lettere al Nuovo Cimento I 1 (1969) 829

LeoR 70 R. Leonardi and M. Rosa-Clot Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 407

MayJ 55 M. Goeppert Mayer and J. H. D. Jensen Elementary Theory of Nuclear Theory, 1955, John Wiley and Sons, Inc., New York-London

PatM 69 B. D. Pathak, K. S. Murty and S. C. Gujrathi Progress Report on Nuclear Data Activities in INDIA, V (1969) 23

Ran 70 W. L. Randolph, Madison, USA, private Mitteilung

RanB 70 W. L. Randolph and R. R. Borchers in Proceedings of the International Conference on Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiations, Rehovot-Jerusalem, 1970, im Druck

RosS 65 B. Rosner and E. J. Schneid Phys. Rev. 139 (1965) B 66

Sac 46 R. G. Sachs, Phys. Rev. 69 (1946) 611

Sac 53 R. G. Sachs, Nuclear Theory, 1953, Addison-Wesley Publ. Comp., Cambridge/Mass.

Sch 37 T. Schmidt, Z. Phys. 106 (1937) 358

ShaT 63 A. deShalit and I. Talmi,
Nuclear Shell Theory, 1963, Academic Press,
New York and London

Shi 63 V. S. Shirley, C. Appendix in
Hyperfine Structure and Nuclear Radiations,
1968, edited by E. Matthias and D. A. Shirley,
North-Holland Publ. Comp.,

Sug 69 K. Sugimotu, Phys. Rev. 182 (1969) 1051

Tal 70 I. Talmi in
Proceedings of the International Conference
on Hyperfine Interactions Detected by Nuclear
Radiation, Rehovot-Jerusalem, 1970, im Druck

TalU 60 I. Talmi and I. Unna
Ann. Rev. Nucl. Sic. 10 (1960) 353

Ver 66 J. Vervier
Nucl. Phys. 78 (1966) 497

Ynt 69 J. I. Yntema, Phys. Rev. 186 (1969) 1144

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger durchgeführt.

Für gute Zusammenarbeit bei der Durchführung der Experimente danke ich den Herren J. Bleck, D.W. Haag, W.Leitz und W. Ribbe. Den Herren J. Bleck und Prof. K. H. Lindenberger danke ich für wertvolle Diskussionen und Anregungen.

LEBENSLAUF

Am 9. Februar 1941 wurde ich als zweiter von drei Söhnen des Ingenieurs Rudolf Michaelsen und seiner Ehefrau Magda, geb. Winkel, in Kiel geboren. Nach vier Jahren Grundschule von 1947 bis 1951 besuchte ich zunächst die Humboldt-Oberschule in Kiel und dann ab Herbst 1951 das neusprachlich-naturwissenschaftliche Gymnasium Johanneum zu Lübeck, an dem ich im Februar 1960 das Abitur ablegte.

Ab Sommersemester 1960 studierte ich an der Universität Kiel Physik, zum Sommersemester 1961 wechselte ich an die Freie Universität Berlin über, legte dort im Sommer 1967 mit einer Arbeit über "Untersuchungen der Niveauschemata von ^{30}S und ^{40}Ca mithilfe der (^{3}He,n)-Reaktionen an ^{28}Si und ^{40}Ca" mein Diplomexamen in Experimentalphysik ab. Anschließend begann ich am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung bei Prof. Dr. K. H. Lindenberger meine Doktorarbeit. Neben den Arbeiten für meine Dissertation beteiligte ich mich an wissenschaftlichen Arbeiten des Sektors und an Lehraufgaben an der Freien Universität.